

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur

par

Roberto SPITALNIK

ETUDE DES OSCILLATIONS A CROISSANCE DE CHARGE D'ESPACE LIMITEE
DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM

Soutenue le

1971 devant la commission d'examen

J. BOK Président

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur

par

Roberto SPITALNIK

ETUDE DES OSCILLATIONS A CROISSANCE DE CHARGE D'ESPACE LIMITEE
DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM

Soutenue le

1971 devant la commission d'examen

J. BOK Président

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le titre de Docteur Ingénieur



ROBERTO SPITALNIK

ETUDE DES OSCILLATIONS A GROSSAINE DE CHARGE D'ESPACE UNITÉ

DANS L'ARSENITE DE GALLIUM

1977 devant la commission d'examen

Soutenue le

1 NOV 1977

TITRE DE L'ARTICLE

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Etudes et de Recherches Générales de la Radiotechnique et du LEP dont je tiens à remercier les Directions respectives.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur R. Veilex responsable de ce laboratoire pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueilli au sein de son équipe.

J'exprime également mes plus sincères remerciements à M. le Professeur J. Bok pour son soutien au cours de ce travail.

Je tiens à remercier tous les camarades du Laboratoire pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée tout au long de ce travail et tout particulièrement M. J. Bellaïche pour son assistance technique.

Je remercie enfin la Direction des Recherches et Moyens d'Essais dont le contrat a été à l'origine de cette recherche.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

TABLE DES MATIERES

- I - Introduction
- II - La dynamique des domaines
- III - Interaction diode-circuit
- IV - Etude expérimentale des instabilités à grand signal
- V - Etude théorique du mode à relaxation
- VI - Conclusion

I - INTRODUCTION

I - 1. LES MODES D'OSCILLATION A UN SEUL DOMAINE

Les modes d'oscillation à un seul domaine dans un circuit résonnant ont été décrits et étudiés expérimentalement par J.B. Gunn [1]

La puissance continue est transformée en puissance RF à travers la modulation de courant qui existe lorsque les domaines de champ électrique sont nucléés et disparaissent dans un barreau de GaAs de type n assez uniforme. Du point de vue du circuit extérieur, la propagation des domaines n'a pas d'importance, ce qui nous intéresse, c'est la modulation de courant qui en résulte.

Pour comprendre le processus de modulation, il faut se rappeler que le domaine est nucléé (en général à la cathode) lorsque le courant dans la diode dépasse une certaine valeur dite de seuil I_S .

La tension V_S dite de seuil requise pour produire ce courant dans un barreau qui ne contient pas d'autre domaine, dépend de la longueur de la diode. Un domaine peut "s'éteindre" de deux façons :

- lorsqu'il arrive à l'anode,
- si la tension totale descend en-dessous d'une certaine tension de maintien $V_m < V_S$.

D'après le mécanisme d'extinction, Gunn classe les modes possibles d'oscillation en :

I - 1.1. Modes à temps de transit

C'est le plus simple. Un domaine est nucléé à la cathode et se propage jusqu'à l'anode où il disparaît, un nouveau domaine est alors nucléé à la cathode. Le courant augmente pendant les processus de nucléation et d'extinction et sa forme d'onde consiste en une série d'impulsions de période égale au temps de transit du domaine.

Si le courant est envoyé sur un circuit sélectif, il sera possible de transférer de la puissance à une charge à la fréquence du circuit, pourvu que la tension sur la diode n'interfère pas avec le processus de nucléation-extinction. Trois cas peuvent être envisagés selon le rapport de fréquence du circuit et du courant :

- mode à temps de transit :
si les fréquences sont proches et le Q en charge du circuit n'est pas très bas, la tension sur la charge sera approximativement sinusoïdale à la fréquence du temps de transit.
- mode à harmonique du temps de transit :
lorsque la période d'oscillation libre du circuit oscillant est un sous-multiple $1/n$ de celle du temps de transit, une tension à l'harmonique n peut se développer. Sa forme d'onde sera celle d'un train de sinusoïdes amorties renforcées tous les n cycles par une impulsion de courant. Le processus d'extinction - renucléation assure un synchronisme rapide entre les oscillations dans le circuit et le mouvement du domaine.

- mode à temps de transit non sinusoïdal :

Il est possible d'avoir plusieurs fréquences simultanées dans le circuit et dans la charge. Nous verrons que ce cas est le plus intéressant du point de vue du rendement.

I - 1.2. Modes à résonance

Lorsque l'étouffement du domaine est causé par la variation de la tension sur la diode et non plus par l'arrivée du domaine à l'anode, nous avons des modes à résonance.

Lorsque la combinaison de la tension de polarisation et la tension RF est telle que la tension sur la diode est alternativement $> V_g$ et, avant que le domaine n'arrive à l'anode $< V_m$, la forme du courant est déterminée par la forme de la tension. La fréquence d'oscillation est fixée par le circuit extérieur et peut être plus petite ou plus grande que la fréquence naturelle. Le fait que le domaine doit être étouffé avant d'arriver à l'anode signifie que le temps de transit ne peut pas être très inférieur à un demi cycle de la tension du circuit résonnant. Ceci impose une limite inférieure à la fréquence d'oscillation d'approximativement $1/2$ de la fréquence naturelle. Ce mode a aussi une limite à haute fréquence parce que la capacité du domaine court circuitée de plus en plus sa résistance négative.

I - 2. LE MODE L.S.A. [2]

Lorsqu'une diode présentant une caractéristique à résistance négative oscille de façon telle que la charge d'espace ne déforme pas le champ électrique dans son volume, le circuit extérieur peut être ajusté pour que tous les porteurs dans la diode voient le champ optimal pour la conversion de puissance.

I - 2.1. Formation de la charge d'espace

Lorsque le champ électrique appliqué est en dessus du seuil, la charge d'espace commence à se former dans la diode par l'effet de la relaxation diélectrique inverse.

L'équation de continuité pour les porteurs est :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -n u \frac{\partial E}{\partial x} \quad (1)$$

où u est la mobilité différentielle ($u(E) = dv/dE$).

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\partial E / \partial x = (n - n_0) q / \epsilon = \delta / \epsilon \quad (2)$$

où δ est la densité de charge/cm³ et n_0 est la densité de donneurs.

En combinant (1) et (2), on obtient au premier ordre en δ :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = (n_0 u q / \epsilon) \delta \quad (3)$$

La solution générale de (3) donne la croissance ou décroissance relative d'une perturbation entre les temps t_1 et t_2 :

$$\frac{\delta(t_2)}{\delta(t_1)} = \exp \frac{-n_0 q}{\epsilon} \int_{t_1}^{t_2} u dt \quad (4)$$

Pour que la charge d'espace soit contrôlée, le facteur de croissance

$$G_n = \frac{\delta}{\delta_0} \left(\frac{t_s}{0} \right)$$

obtenu à partir de (4) en intégrant sur l'intervalle de temps pendant lequel μ est négatif, doit être suffisamment petit. De cette façon, les fluctuations de charge d'espace ne deviennent pas trop importantes et ne déforment pas le champ électrique.

En introduisant le rapport du dopage à la fréquence $h = n_0/f$

$$G_n = \exp (h/h_n) \quad (5)$$

$$\text{où } h_n = \left(\frac{-q}{\epsilon T} \int_0^{t_s} u \, dt \right)^{-1} \quad (T = \text{période})$$

La quantité h_n ne dépend que du champ de polarisation E_0 , du champ RF E_1 et de $\mu(E)$.

La charge d'espace diminuera pendant la portion du cycle où μ est positif :

$$\text{Le facteur de décroissance sera : } G_p = \frac{\delta}{\delta_0} \left(\frac{T}{ts} \right) = \exp (-h/h_p) \quad (6)$$

$$\text{où : } h_p = \left(\frac{q}{\epsilon T} \int_{t_s}^T \mu \, dt \right)^{-1}$$

et T est la période.

Le facteur de croissance pour un cycle complet est le produit des deux facteurs $G_n \times G_p$ et il doit être inférieur à l'unité pour éviter l'accumulation de charges d'espace sur plusieurs cycles. Une deuxième condition à respecter est :

$$h_p < h_n \quad (7)$$

Ces deux conditions imposent des limites au rapport n_0/f :

$$2 \times 10^4 < n_0/f < 2 \times 10^5 \text{ s/cm}^3$$

I - 2.2. Injection de charge d'espace

Des calculs numériques sur le comportement de la charge d'espace dans une diode fonctionnant en LSA montrent qu'un excès de porteurs est injecté dans la diode à partir de la région cathodique, très dopée pendant la fraction de cycle où le champ électrique est maximum. Ceci crée une couche d'accumulation près de la cathode avec une charge d'espace donnée approximativement par :

$$\delta i = \epsilon (E_0 + E) \quad (8)$$

où E_0 est le champ moyen et E_1 l'amplitude du champ sinusoïdal superposé..

La couche d'accumulation se propage moins de v_a/f avant d'être étouffée pendant la fraction de cycle où le champ électrique est minimum où v_a est $\sim 2/3$ de la vitesse maximale des porteurs. Les calculs à grand signal montrent que la couche d'accumulation décroît par un facteur un peu plus grand que G_p parce que le champ électrique est plus longtemps en-dessous du seuil dans cette région que dans le reste de l'échantillon.

1.3. CONSIDERATIONS SUR LES FORMES D'ONDES

Pour obtenir de hauts rendements, des formes d'onde non sinusoïdales doivent être utilisées soit en mode à domaine [3], soit en mode LSA [4].

Nous pouvons dégager quelques conditions à remplir par les formes d'onde pour obtenir ces fonctionnements : une des conditions requises est que la composante de courant au fondamental soit la plus grande possible. Le courant maximum qui peut traverser la diode est le courant de seuil I_s , et le courant minimum qui peut la traverser pour des tensions au-dessus du seuil est le courant dit de vallée I_v . Pour obtenir le maximum de fondamental de courant il faudrait que celui-ci reste à sa valeur maximale I_s pendant la moitié du cycle et à I_v pendant la seconde moitié. Pour obtenir cette forme de courant en créneaux, il est nécessaire que la tension sur la diode soit égale à V_s pendant la moitié du cycle et ait une valeur $> V_s$ pendant l'autre moitié. Si V tombe en-dessous de V_s pendant une fraction du cycle, une partie de la puissance sera dissipée dans la diode qui devient une résistance positive et le rendement diminue.

La forme idéale de tension n'est pas forcément une onde en créneaux. Avec cette forme d'onde, le courant et la tension ont des composants harmoniques impairs qui portent une partie de la puissance RF et, de ce fait, on ne peut pas obtenir le maximum de rendement au fondamental.

Il s'ensuit que pour obtenir le maximum de puissance au fondamental, la tension doit contenir uniquement du fondamental et des harmoniques pairs et, au pire, des composantes impaires déphasées de $\frac{\pi}{2}$ des mêmes harmoniques du courant de façon à ne pas fournir de puissance à ces harmoniques.

Une forme de tension possible est la demi-sinusoïde (fig.1). En développant cette forme en série de Fourier, on obtient pour la tension l'expression :

$$V = V_{\min} + \frac{2V_1}{\pi} + V_1 \sin T - \frac{4V_1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n T}{4n^2 - 1} \quad (9)$$

où V_1 est l'amplitude de la composante fondamentale et $V_{\min}$ est la valeur minimale de la tension dans le cycle. La tension de polarisation est $V_p = mV_s$ d'où (9) peut s'écrire :

$$V = mV_s + (m-1) \frac{2}{\pi} V_s \sin T - 2(m-1) V_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos 2n T}{4n^2 - 1} \quad (10)$$

où $T = \omega t$ et ω est la pulsation angulaire de la fondamentale.

Cette forme de tension produit un courant en créneaux avec une valeur maximale I_s et une valeur minimale $\alpha I_s = I_v$

Développé en série de Fourier le courant s'exprime de la façon suivante :

$$I = \frac{1+\alpha}{2} I_s + I_s \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(1-\alpha)}{\pi(2n+1)} \cos(2n+1)T \quad (11)$$

La puissance continue fournie par la diode est :

$$P_O = (1 + \alpha) / \pi V_s I_L / 2 \quad (12)$$

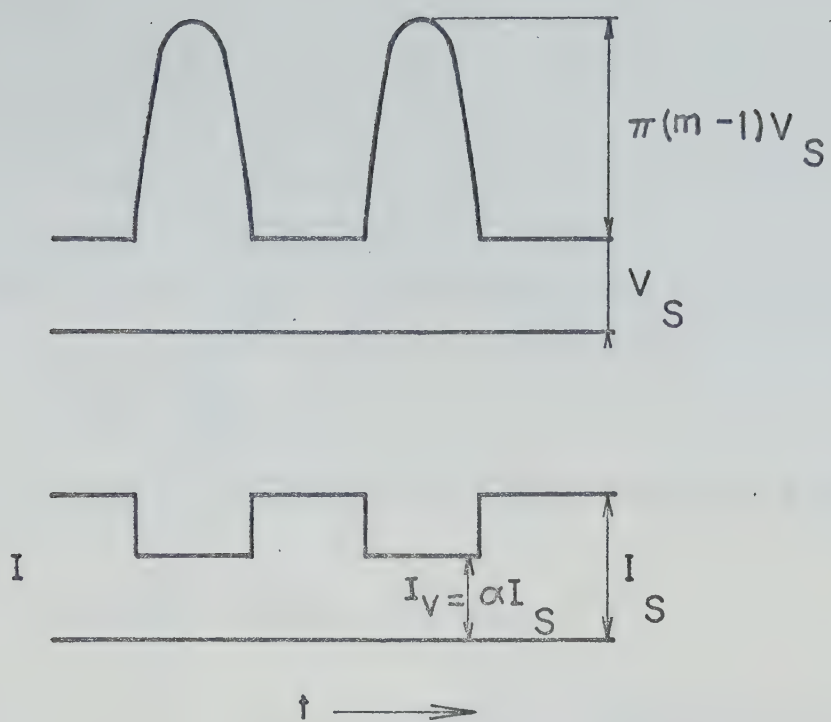


Figure: 1

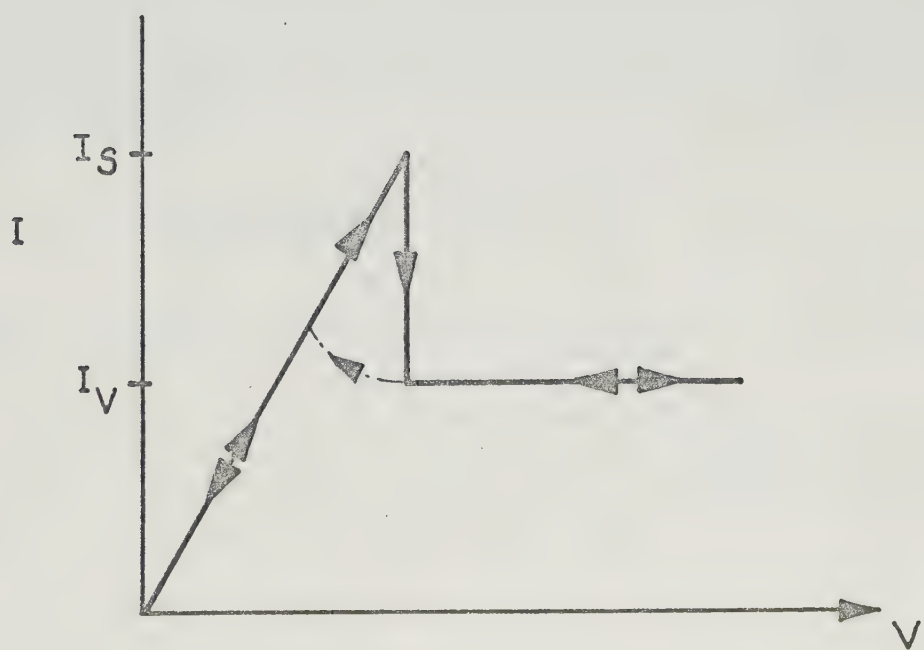


Figure: 2

La puissance RF fondamentale est :

$$P_1 = V_1 I_1/2 = (m-1) (1-\alpha) V_s I_s/2 \quad (13)$$

et le rendement de conversion à la fondamentale sera :

$$\eta_1 = \frac{(1-\alpha)}{(1+\alpha)} \frac{(m-1)}{m} \quad (14)$$

Kino et Kuru [3] ont réalisé des calculs numériques à partir d'une forme de tension :

$$V = m + V_1 \sin T - V_2 \cos 2 T \quad (15)$$

normalisée par rapport à V_s et de la caractéristique dynamique $I - V$ de la fig.2, justifiée dans leur cas parce que les temps de formation et de disparition de domaine sont très inférieurs à la période.

Pour un rapport α de 0,4, un rendement maximal de 28% est possible avec $m = 5$. Leurs résultats sont reproduits dans les figures 3 et 4 pour deux valeurs de α , avec $K = V_1/V_2$ comme paramètre. Copeland [4], à partir d'un champ électrique de la forme :

$$E = E_0 + E_1 \cos (2\pi ft) + E_n \cos (2\pi nft) \quad (16)$$

calcule les rendements et les facteurs de contrôle de charge d'espace. Il prend une caractéristique :

$$v(E) = \frac{\mu E + v_s}{1 + \frac{(E/E_s)^4}{4}}$$

où μ est la mobilité, v_s la vitesse de saturation et où l'on choisit E_s de façon à avoir un maximum de v pour $E \simeq 3,25$ Kv/cm.

Les résultats sont reproduits dans les figures 5 et 6. D'après Copeland, un rendement maximum de 30% peut être obtenu en mode LSA pour un champ polarisant de ~ 12 Kv/cm et une résistance de charge infinie au 2ème harmonique. En plus, la région de n/f d'existence du mode LSA s'élargit comme conséquence de la forme de la tension qui en résulte (fig. 7).

La valeur minimale de n/f diminue par rapport à une forme sinusoïdale à la même fréquence parce que la tension reste plus longtemps en-dessous du seuil, ce qui favorise la disparition de la charge d'espace. De façon similaire, la valeur maximale de n/f augmente parce que l'on traverse la région juste en dessus du seuil où la croissance de la charge d'espace est plus importante, plus rapidement qu'en mode sinusoïdal.

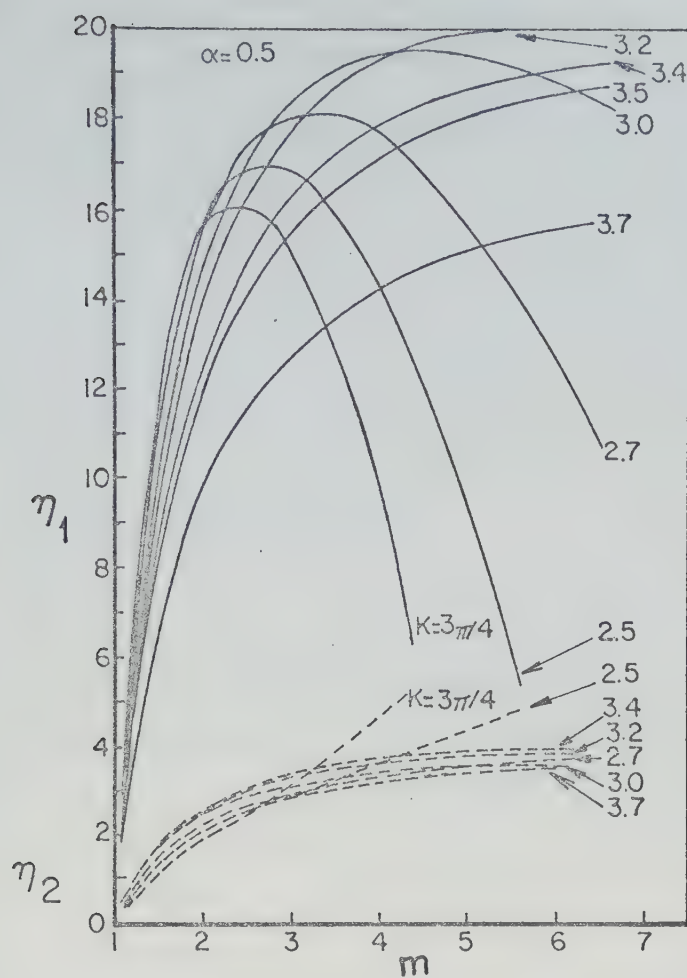


Figure: 3

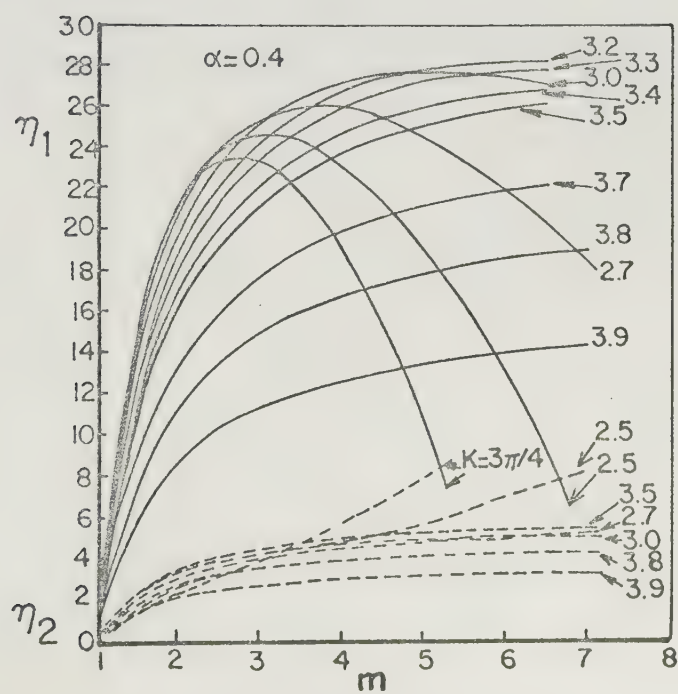


Figure: 4

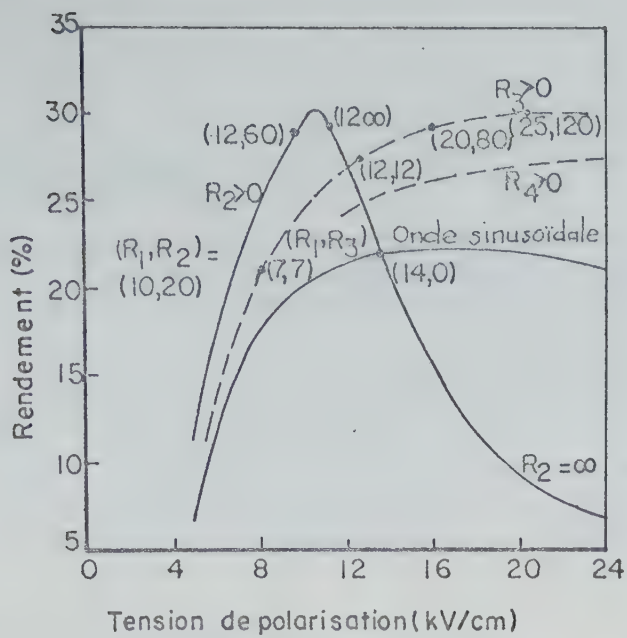


Figure : 5

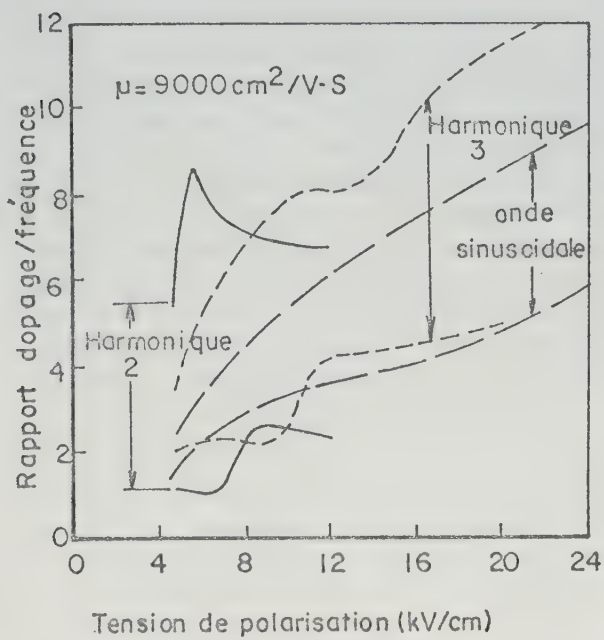


Figure : 6

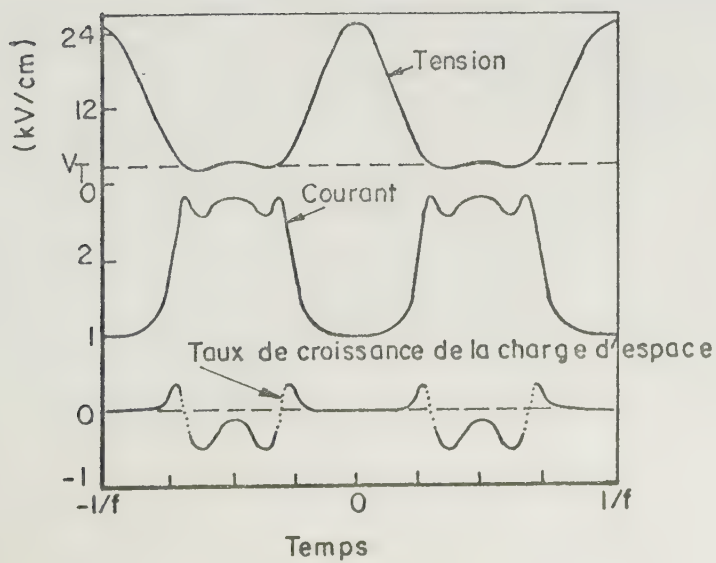


Figure : 7

- LA DYNAMIQUE DES DOMAINES

Plusieurs semiconducteurs présentent une résistance différentielle négative* à partir d'une certaine valeur du champ électrique. Cet effet peut avoir des origines différentes : effets de piégeage, (Ge-Au), transfert entre vallées (GaAs, InP, CdTe) etc..

Indépendamment de son origine, l'effet de R.D.N. nucléé un domaine de haut champ dans le volume du semiconducteur. [5]

Une fois nucléé le domaine se déplace vers l'anode à une vitesse presque constante (10^7 cm/s) pour le GaAs, (10^5 cm/s pour le CdS). Arrivé à l'anode le domaine est absorbé et un autre est renucléé dans le volume.

II.1. MECANISME DE NUCLEATION DES DOMAINES

La caractéristique de résistance différentielle négative provient dans le GaAs du transfert d'électrons de la vallée (000) aux vallées (100).

Lorsque les électrons de la vallée centrale sont chauffés par un champ électrique, ils peuvent acquérir l'énergie nécessaire pour passer dans la vallée satellite de plus faible mobilité [6] [7]. Si le champ continue à augmenter les électrons passent de plus en plus nombreux dans la deuxième vallée et la vitesse moyenne des électrons $v(E)$ diminue. Le matériau présente alors une R.D.N. entre un champ de seuil E_s et un champ de vallée E_v (fig.8). Au-dessus de E_v le matériau présente une caractéristique à résistance positive parce que tous les électrons se trouvent maintenant dans les vallées satellites. Lorsque un barreau de GaAs est soumis, dans un circuit purement résistif à une tension constante $V > V_s$ deux phénomènes peuvent se produire : soit une couche d'accumulation qui se propage vers l'anode (simulations sur l'ordinateur de Mc. Cumber et Chynoweth [8] et Kroemer [9]) pour des échantillons parfaitement homogènes, soit un domaine qui se propage aussi vers l'anode [10] [11] et qui est nucléé en général à la cathode. Le mécanisme de croissance du domaine est le suivant [12] :

Supposons une perturbation spatiale du champ électrique comme dans la figure 9 due, par exemple, à une inhomogénéité. Sur la perturbation les électrons deviennent plus lents qu'ailleurs et en conséquence la densité électronique sur le bord postérieur de la perturbation augmente, tandis que le bord antérieur se vide. Ceci augmente davantage le champ dans la région de la perturbation et comme l'aire sous la courbe de champ doit rester constante (égale à la tension appliquée), le champ à l'extérieur de la région de la perturbation décroît. En tenant compte du mouvement des électrons vers l'anode la distribution de champ doit évoluer comme l'indiquent les tracés en pointillé dans la figure 9. Lorsque la perturbation "mûrit" elle est appelée domaine de haut champ. D'un autre côté supposons un type de perturbation à l'opposé du premier, comme dans la figure 9bis. Un raisonnement similaire à l'antérieur conduit à conclure que la perturbation croît dans le temps et devient un domaine de bas champ comme l'indiquent les tracés en pointillé de la figure 9bis. Ces deux types de perturbation sont également possibles. Mais si le champ augmente à partir de 0 à une valeur légèrement supérieure au champ de seuil, le premier type de perturbation croît et non pas le second type, parce que la région perturbée pour ce deuxième est en grande partie dans la zone de résistance positive. Inversement, si le champ électrique a été porté en-dessus du seuil rapidement et qu'il décroît graduellement ce sera le deuxième type de perturbation qui dominera. Kurokawa [12] a calculé la vitesse de croissance initiale de la perturbation. Nous reprenons ici son calcul :

* R.D.N.

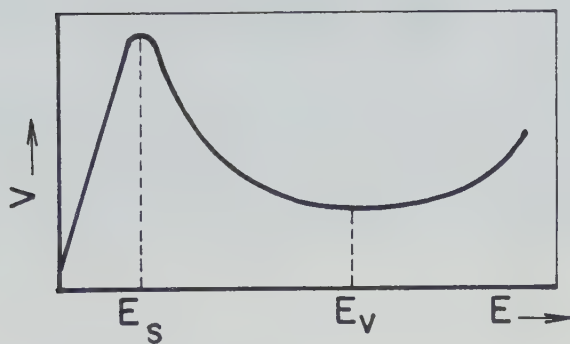


Figure : 8

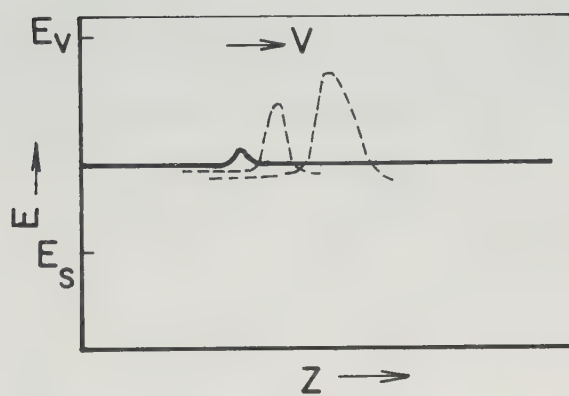


Figure : 9

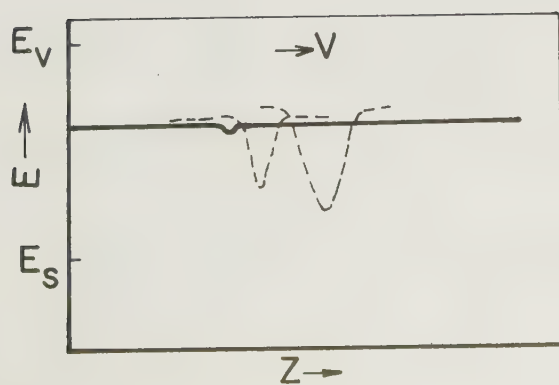


Figure : 9 bis

Deux équations gouvernent le phénomène :

- l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (n - n_0) \quad (1)$$

- l'équation de conservation de la charge :

$$J = qnv(E) - qD \frac{\partial n}{\partial x} + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2)$$

où J est la densité de courant, D la constante de diffusion, q la charge de l'électron, ϵ la constante diélectrique du matériau, n_0 la densité de donneurs. Supposons qu'une perturbation existe dans le volume et que son effet sur la densité électronique ne se soit pas fait encore sentir, ni en x_1 ni en x_2 , où x_1 est à gauche et x_2 à droite de la perturbation.

De (1) on a :

$$\frac{\partial E(x_1)}{\partial x} = \frac{\partial E(x_2)}{\partial x}$$

de même : $J = J(x_1) = J(x_2)$ donne :

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} [E(x_1) - E(x_2)] = qn \left\{ v[E(x_2)] - v[E(x_1)] \right\}$$

La condition initiale est $E(x_1) = E(x_2) = E_0$ où E_0 est le champ au point x_1

En fonction de E_0 le courant devient :

$$J = qn_0 v(E_0) + \epsilon \frac{\partial E_0}{\partial t} \quad (3)$$

En substituant (1) et (3) dans (2) on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (E - E_0) = \frac{qn_0}{\epsilon} [v(E_0) - v(E)] + D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - v(E) \frac{\partial E}{\partial x}$$

Par intégration par rapport à x entre x_1 et x_2 on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1}^{x_2} (E - E_0) dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{qn_0}{\epsilon} \left\{ v(E_0) - v(E) \right\} dx \quad (4)$$

Cette équation est valable même dans le cas où la perturbation est importante. Si celle-ci est petite nous pouvons développer $v(E)$ au premier ordre en $E - E_0$:

$$v(E) \sim v(E_0) + \frac{dv}{dE} (E - E_0) \quad (5)$$

et (4) devient :

$$\frac{d}{dt} \int_{x_1}^{x_2} (E - E_0) dx = - \frac{qn_0}{\epsilon} \left(\frac{dv}{dE} \right) \int_{x_1}^{x_2} (E - E_0) dx \quad (6)$$

Comme $\frac{dv}{dE}$ est négatif, la perturbation croît avec une constante de temps

$$\tau = \left(\frac{qn_0}{\epsilon} \frac{dv}{dE} \right)^{-1}$$

II.2. LE DOMAINE STATIONNAIRE [13]

Nous étudions ce cas pour la suite de l'exposé. Un domaine qui se propage sans changer de forme (fig.10) est dit en régime stationnaire. Soit v_d sa vitesse, alors n et E sont fonction d'une seule variable $\xi = x - v_d t$.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{dE}{d\xi}, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -v_d \frac{dE}{d\xi}, \quad \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{dn}{d\xi}$$

L'équation (1) devient :

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{q}{\epsilon} (n - n_0) \quad (8)$$

et l'équation (2) :

$$D \frac{dn}{d\xi} = n (v - v_d) - n_0 (v_0 - v_d) \quad (9)$$

où v_0 est la vitesse à l'extérieur du domaine et $J_0 = n_0 q v_0$

En éliminant ξ entre (8) et (9) on obtient :

$$D \frac{dn}{dE} = \frac{n(v - v_d) - n_0 (v_0 - v_d)}{\frac{q}{\epsilon} (n - n_0)}$$

équivalente à :

$$\frac{n - n_0}{n \cdot n_0} \frac{dn}{dE} = \frac{\epsilon}{qn_0 D} \left[v - v_d - \frac{n_0}{n} (v_0 - v_d) \right] \quad (10)$$

En intégrant (10) par rapport à E et en se rappelant que $n = n_0$ lorsque $E = E_0$ (où E_0 est le champ à l'extérieur du domaine), on a :

$$\frac{n}{n_0} - Lg \frac{n}{n_0} - 1 = \frac{\epsilon}{qn_0 D} \int_{E_0}^E \left[v - v_d - \frac{n_0}{n} (v_0 - v_d) \right] dE \quad (11)$$

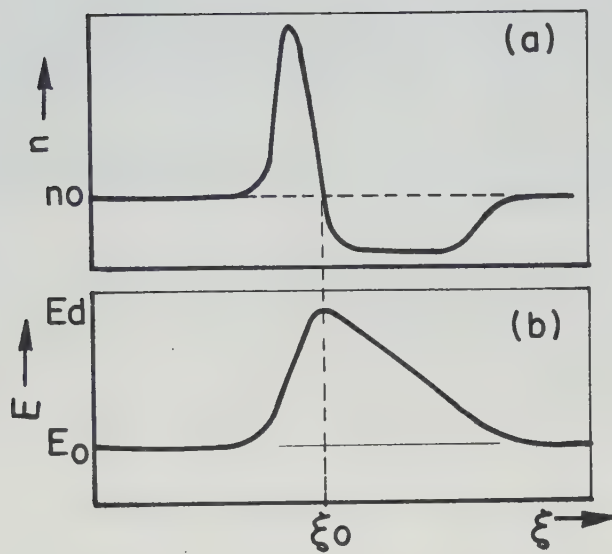


Figure : 10

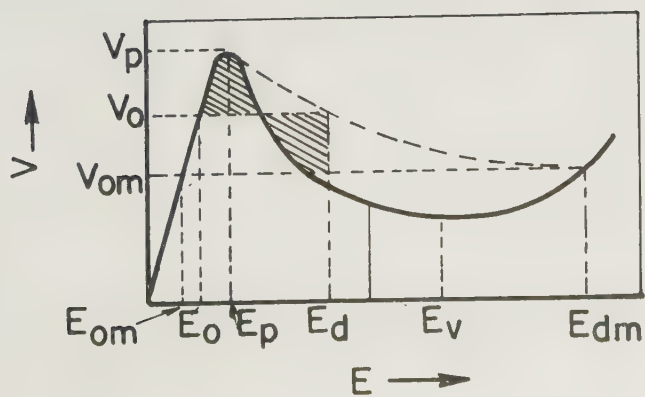


Figure : 11

L'intégration du deuxième membre de l'équation peut être effectuée le long du front avant ou du front arrière du domaine. Si la limite supérieure d'intégration est fixée à E_d , champ maximum, l'intégrale doit s'annuler dans les deux cas puisque n devient égal à n_0 .

Ceci est impossible à moins que $v_0 = v_d$ parce que $n > n_0$ sur un front et $n < n_0$ sur l'autre. La vitesse du domaine est alors égale à celle des électrons à l'extérieur du domaine. Comme en plus :

$$\int_{E_0}^{E_d} (v - v_d) dE = \int_{E_0}^{E_d} (v - v_0) dE = 0$$

pour un v_0 donné, E_d peut être déterminé à partir des aires égales (fig.11).

La relation entre v_0 et E_d devrait apparaître comme la ligne pointillée de la fig.11.

L'intégrale définie par : $V_{ex} = \int_{\text{domaine}} (E - E_0) d\xi$

est appelée tension d'excès dans le domaine.

V_{ex} est une fonction de E_0 . Lorsque E_0 a une valeur proche de E_s , E_d aussi est proche de E_0 , le domaine est petit et V_{ex} est petite. Si E_0 diminue, E_d augmente (fig.11) et V_{ex} augmente. Le champ maximum dans le domaine est limité par E_m . Mais V_{ex} peut augmenter sans limitation par élargissement du domaine.

On peut voir une représentation de V_{ex} en fonction de E_0 dans la fig.12

Si la constante de diffusion est petite, l'équation (11) montre que $n \gg n_0$ sur le front arrière du domaine et $n \approx 0$ sur le front avant.

La forme du domaine est donnée par :

$$\xi = \xi_0 + \frac{\epsilon}{q} \int_{E_d}^E \frac{dE}{n - n_0} \quad (12)$$

ou ξ_0 correspond à la position de E_d et ceci montre que la largeur de la zone de déplétion est plus grande que celle de la couche d'accumulation.

Pour déterminer la vitesse de croissance et de décroissance du domaine, nous revenons à l'expression (4)

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{n_0 q}{\epsilon} \{v(E_0) - v(E)\} dx \approx \int_{E_0}^{E_d} \{v(E_0) - v(E)\} dE$$

ceci lorsque on intègre sur la zone de déplétion en négligeant la diffusion (12) et ses conséquences, et en utilisant (1).

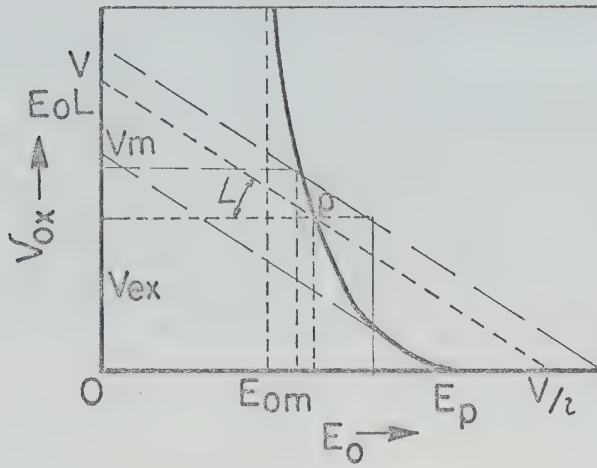


Figure : 12

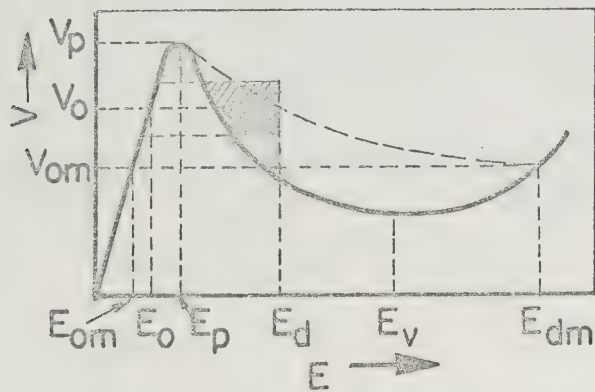


Figure : 13

En substituant en (4) :

$$\frac{dV_{ex}}{dt} \simeq \int_{E_0}^{E_d} [v(E_0) - v(E)] dE \quad (13)$$

Pour le régime établi $\frac{dV_{ex}}{dt} = 0$ et (13) devient l'expression de la règle des aires égales.

Dans le cas dynamique le deuxième membre de (13) est la différence entre les aires hachurées de la fig.13. Suivant que l'aire de droite est plus ou moins grande que l'aire de gauche le domaine, respectivement, croît ou décroît.

Comme exemple numérique essayons de calculer la vitesse maximale de croissance du domaine : à partir des considérations d'aires de la fig.13, la vitesse maximale de croissance du domaine se produit lorsque E_0 correspond au maximum de la vitesse des électrons, c'est à dire, à E_s .

Il est possible de montrer, pour une couche de déplétion complètement vide, que :

$$\frac{1}{2} (E_d - E_0)^2 \simeq \frac{n_0 q}{\epsilon} V_{ex} \quad (14)$$

Comme dans tous les cas pratiques E_d est grand ($> 100 \text{ Kv/cm}$), l'intégrale (13) devient :

$$\frac{dV_{ex}}{dt} \simeq \sqrt{\frac{2n_0 q}{\epsilon}} V_{ex} [v(E_s) - v(E_0)] \quad (15)$$

qui a une solution :

$$V_{ex} = \frac{n_0 q}{2\epsilon} [v(E_s) - v(E_0)]^2 (t+c)^2$$

où c est une constante déterminée par la valeur initiale de V_{ex} . En supposant V_{ex} petit à $t = 0$, c peut être négligée,

$$v(E_s) - v(E_0) \simeq 10^7 \text{ cm/s}$$

pour $n_0 = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$: $V_{ex} \simeq 3,6 \times 10^{21} t^2$

V_{ex} vaut 36 volts au bout de 100 ps.

L'expression de $\left[\frac{dV_{ex}}{dt} \right]_{\max}$ en volts/s peut être déduite de (1) en utilisant l'approximation :

$$\left[\frac{dV_{ex}}{dt} \right]_{\max} = (E_d - E_s) \{ v(E_p) - v(E_s) \}$$

Pour des valeurs courantes : $E_d \simeq 100 \text{ Kv/cm}$, $v(E_p) - v(E_s) \simeq 10^7 \text{ cm/s}$

on trouve : $\left[\frac{dV_{ex}}{dt} \right]_{\max} = 10^{12} \text{ V/s}$

Si la tension sur la diode varie plus lentement que cette valeur, E_0 décroît et la croissance de V_{ex} suit de près celle de la tension. Si par contre, la tension croît plus vite que la valeur indiquée, E_0 doit augmenter pour accommoder le bilan de tension, étant donné que V_{ex} n'est plus capable de suivre la variation de la tension appliquée. Dans ce cas, sur une deuxième perturbation un nouveau domaine pourrait se créer.

En effet, supposons qu'il existe dans la diode deux endroits où la densité de donneurs est plus faible qu'ailleurs. Si la tension augmente jusqu'à une certaine valeur dans la zone à résistance différentielle négative, les perturbations de champ dans ces deux régions commencent à croître et en même temps la champ E_0 à l'extérieur des perturbations diminue pour compenser l'augmentation de tension dans les perturbations.

Après un certain temps, les perturbations sont devenues suffisamment importantes pour être appelées domaines. Le domaine qui se forme à partir de la plus grande des deux perturbations est le plus important. (Comme nous venons de le voir, la tension dans le domaine dépend de sa valeur initiale). Ils continuent à croître jusqu'au moment où le deuxième membre de (13) s'annule pour le plus petit des domaines.

A ce moment, la croissance du plus petit des domaines s'arrête et il commence à décroître, le plus important continuant d'augmenter. A la fin, le plus petit disparaît et le plus grand subsiste seul.

Si les perturbations initiales sont de valeur équivalente, un certain temps s'écoule avant l'absorption de la tension d'excès du plus petit par le plus grand des domaines. Si le domaine le plus important est du côté de l'anode (et le plus petit du côté de la cathode), il peut arriver à l'anode avant de compléter l'absorption. Si c'est le cas, le plus petit domaine commence à augmenter au fur et à mesure que le plus grand disparaît à l'anode. Si plusieurs centres de nucléation existent, plusieurs "embryons" de domaine peuvent exister en même temps.

Lorsque la tension aux bornes de la diode varie avec le temps, avec des amplitudes importantes, il n'est plus possible d'étudier le comportement de la diode analytiquement et il faut recourir au calcul numérique par ordinateur.

La dynamique des domaines, dans des circuits oscillants, a été étudiée par H.W.Thim [14], en prenant un modèle à une dimension, avec des fluctuations de concentration aléatoires.

Dans une diode réelle on peut trouver deux types d'inhomogénéité : des inhomogénéités aléatoires et des inhomogénéités localisées du type des gradients de concentration ou des dislocations.

La simulation de Kroemer [9] montrait que le champ dans une diode avec fluctuations aléatoires de concentration se brise en domaines multiples lorsque la tension est appliquée instantanément. Après que le dernier dipôle soit arrivé à l'anode, un seul dipôle se forme pendant le cycle suivant. Ce comportement a été observé expérimentalement par Othomo [15] qui a vérifié que le taux de croissance maximal d'un domaine était bien de l'ordre de 6.10^{11} V/s . Dans un circuit oscillant (fig. 14) avec une caractéristique vitesse champ donnée (fig. 15) la simulation par ordinateur montre que les deux types de perturbation peuvent exister (cf. II.1)

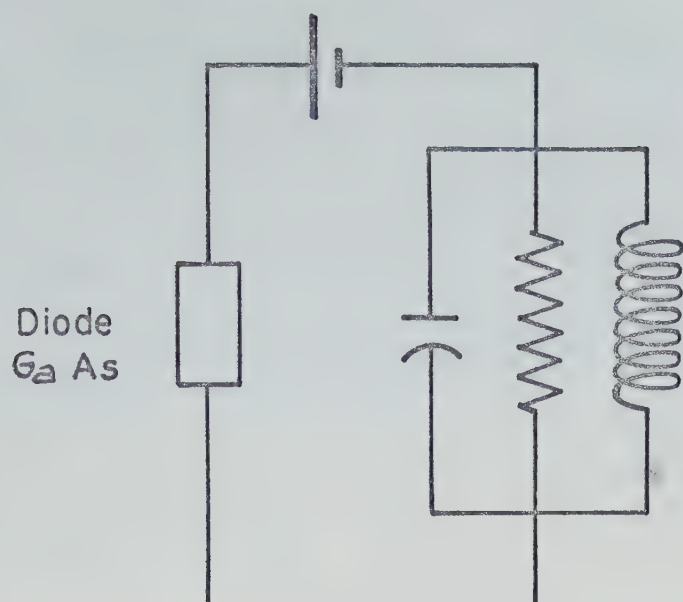


Figure: 14

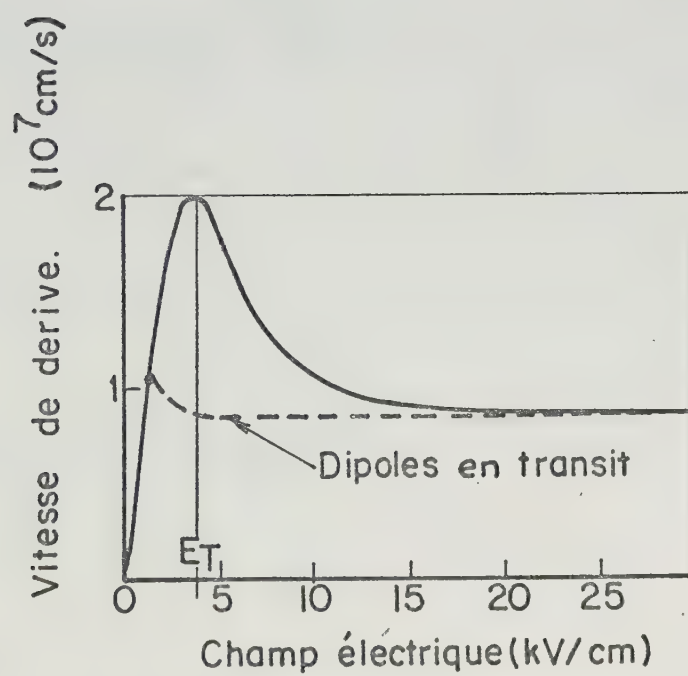


Figure : 15

Lorsque le champ dépasse E_s , du fait de la forme sinusoïdale de la tension qui croît très vite, le champ se brise en multiples domaines qui se déplacent sur une certaine distance, les plus petits rattrapant les plus grands (ils vont plus vite) et ceux qui restent sont étouffés pendant l'incursion de la tension dans la région à mobilité positive (fig.16). Les domaines inverses (de bas champ) se forment même à très haute fréquence comme le montre la fig. 17. La limite en fréquence pour ce mode est déterminée par la vitesse d'étouffement des domaines.

Soit un domaine complètement formé. Supposons que la tension aux bornes est diminuée brusquement de β pour cent. Dans ce cas le deuxième membre de (13) devient approximativement

$$- 0,01 \beta E_0 \frac{dv(E_0)}{dE} \times (E_d - E_0) \approx - 0,01 \beta E_0 \frac{dv(E_0)}{dE} \sqrt{\frac{2n_0 q}{\epsilon} V_{ext}}$$

Pour $V_{ex} = 50 \text{ V}$, $n_0 = 5 \times 10^{14} / \text{cm}^3$, $dv(E_0)/dE \approx 6000 \text{ cm}^2/\text{V}$

$\beta = 10\%$ et $E_0 = 1500 \text{ V/cm}$ on obtient :

$$\frac{dV_{ex}}{dt} \approx - 7,6 \times 10^{10} \text{ V/s}$$

Expérimentalement Othomo [15] a trouvé un taux de décroissance de

$$- 7 \times 10^{10} \text{ V/s}$$

On peut avoir une idée de temps de décroissance dans le cas de domaines multiples (de haut ou bas champ). Supposons pour cela que tous les domaines sont identiques :

$$nV_{ex} + E_0 (L-nW) = V_{extérieure} \quad (16)$$

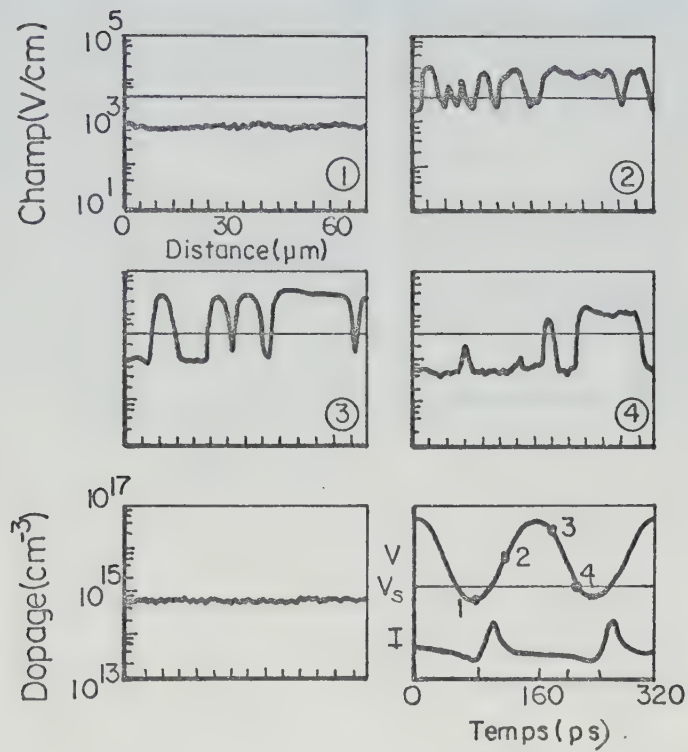
où n est le nombre de domaines.

Si nous supposons en plus des domaines triangulaires :

$$V_{ex} = (E_d - E_0) \frac{W}{2} \quad (17)$$

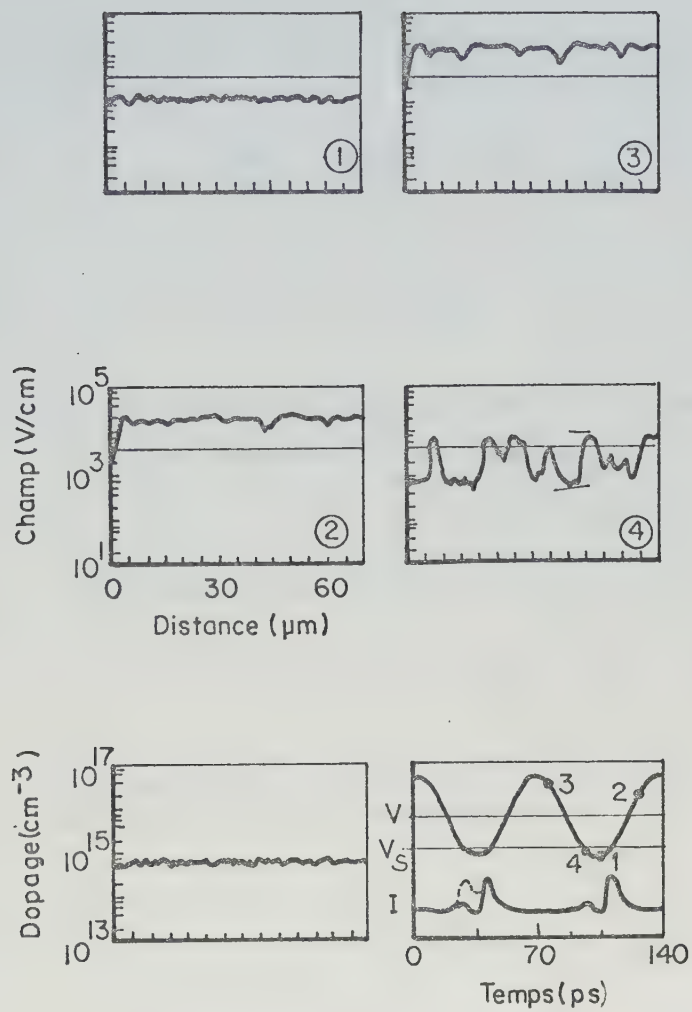
où W est la largeur d'un domaine, en substituant (17) dans (16) :

$$n (E_d - E_0) \frac{W}{2} + E_0 (L - nW) = V_{extérieure}$$



$$n_0 \times L = 4,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, f \times L = 4,2 \times 10^7 \text{ cm/s}, n_0/f = 10^5 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$$

Figure: 16



$$n_0 \times L = 4,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}, f \times L = 1,1 \times 10^8 \text{ cm/s}, \text{ et } n_0 / f = 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$$

Figure : 17

En première approximation, supposons $E_0 \ll E_d$ et $nW = L$ ce qui correspond au cas le plus favorable,

$$E_d \simeq \frac{2 V_{\text{ext}}}{L} = 2 \times M \times E_s \quad (18)$$

où V_{ext} est exprimé en unités de V_s d'après (14)

$$V_{\text{ex}}(t=0) = \frac{\epsilon}{2n_0q} (E_d - E_0)^2 \simeq \frac{\epsilon}{2n_0q} 4 M^2 E_s^2$$

$$V_{\text{ex}}(t=0) = \tau_r \mu \cdot 2M^2 E_s^2 \quad (19)$$

où τ_r est le temps de relaxation diélectrique pour le matériau et μ sa mobilité.

Pour $M = 3$, ce qui correspond à un cas réel,

$$\tau_r = 1,5 \text{ ps}$$

$$\mu = 8000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$V_{\text{exo}} \simeq 1,5 \times 10^{-12} \times 8000 \times 18 \times 10^6 \times 10 = 2,16 \text{ volts}$$

Si E_0 passe brusquement de E_0 à $\frac{E_0}{2}$, (ou de E_v à $E_v - \frac{E_0}{2}$ pour les domaines inverses) le taux de décroissance sera :

$$\frac{dV_{\text{ex}}}{dt} = - \frac{E_0}{2} \times \mu \times (E_d - E_0) \simeq - \frac{1}{4} E_s \times \mu \times 2ME_s$$

$$= - \frac{1}{2} \mu \cdot 2ME_s^2 = - \frac{8000 \times 3 \times 10^7}{3} = - 1,2 \times 10^{11} \text{ V/s}$$

En supposant un taux de décroissance constant et une croissance exponentielle, le temps nécessaire pour faire passer la tension en excès de V_{exo} à une fraction $V_{\text{exo}}/10$, sera pour cet exemple :

$$\tau_D \simeq \frac{2,16}{1,2} \times 2,3 \times 10 \text{ (ps)} \simeq 42 \text{ ps}$$

Une relation entre τ_D et τ_r peut être établie à partir de (19).

$$\tau_D = 9,2 M \tau_r \quad (20)$$

Dans les cas réels, il faut s'attendre à des temps de disparition plus grands que ceux donnés par (20) parce que des inhomogénéités plus importantes produisent des tensions d'excès initiales plus importantes que celles calculées auparavant et parce que, à cause du circuit, la tension sur la diode ne peut pas varier brusquement.

Il est possible que des échantillons avec une inhomogénéité trop importante, par exemple du type "cathode de drop" [14] [15] ne fonctionnent pas du tout en mode à domaines multiples parce qu'on arrive jamais à étouffer la charge d'espace qui se forme à la cathode. Ces échantillons fonctionneront en général en mode à dipôle unique (Gunn classique).

II.3. RAPPORT AVEC LE MODE LSA

Les composantes du courant à la fréquence fondamentale dans les fig. 16 et 17, présentent un déphasage de $\sim 220^\circ$ par rapport à la tension, mais un petit pic de courant apparaît juste avant que la tension ne soit minimale. Ce pic de courant tend vers la valeur du pic principal (ligne en pointillé sur la fig. 17) au fur et à mesure que la distorsion de champ (ΔE) dans la diode devient entre deux points quelconque beaucoup plus petite que l'écart de champ qui produit la plus grande variation de vitesse. D'après la fig. 15 $\Delta E < 5000$ V/cm. Avec cette condition qui approche le cas LSA idéal la diode ne présente pas de susceptance électronique et le rendement sera maximum. Pour relier cette valeur de ΔE à une valeur de Δn on réalise le calcul suivant [16]; la distorsion de champ ΔE entre deux points x_1 et x_2 , après que les porteurs se sont déplacés d'une distance $v\Delta t$ est :

$$\Delta E = \frac{q}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} \{ n(x) - n_0(x) \} dx$$

$$n(x, t) = n_0(x - vt)$$

$$\Delta E = \frac{q}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} \{ n_0(x) - n_0(x - v\Delta t) \} dx =$$

$$\frac{qv\Delta t}{\epsilon} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dn_0(x)}{dx} dx = \frac{qv\Delta t}{\epsilon} \{ n_0(x_2) - n_0(x_1) \}$$

$$\Delta E = \frac{qv\Delta t}{\epsilon} \times \Delta n_0 \text{ avec } \Delta t \simeq \frac{1}{f}$$

$$\Delta E = \frac{qv}{\epsilon f} \Delta n_0 = \frac{qv}{\epsilon} \frac{n_0}{f} \frac{\Delta n_0}{n_0} \quad (21)$$

Pour $n_0/f = 5 \times 10^4$, $v = 10^7$ cm/s, $\epsilon = 10^{-12}$ F/cm.

$$\Delta E = 8 \times 10^4 \times \frac{\Delta n_0}{n_0} \text{ V/cm} < 5000 \text{ V/cm}$$

$$\frac{\Delta n_0}{n_0} \lesssim 6\%$$

Si n_0/f augmente, $\frac{\Delta n_0}{n_0}$ diminue proportionnellement.

Ceci montre l'importance du mode à étouffement de domaines multiples ou hybride. Dans la plupart des cas pratiques, les diodes fonctionnent dans ce mode, étant donné que les conditions sur les écarts relatifs de concentration pour fonctionner en vrai mode LSA ne sont en général pas remplies.

II.3.1. QUELQUES PROPRIETES DU MODE HYBRIDE

Le fonctionnement en mode hybride permet comme le fonctionnement en mode LSA de s'affranchir du temps de transit des domaines. La diode se présente comme une résistance négative de volume. Le mode à un domaine (Gunn classique) présente un produit: puissance $\times$ impédance, qui diminue en f^2 (f = fréquence). En effet, le domaine présente une susceptance capacitive $C_d \omega$ qui shunte sa résistance négative $-R$, le reste de la diode se présentant comme une résistance positive R_0 . La condition d'oscillation pour les parties réelles devient :

$$R_L = \frac{-R}{1 + R^2 \omega^2 C_d^2} + R_0$$

Ce qui montre la diminution de la résistance négative avec la fréquence.

Le mode LSA présente le produit: $P \times R$, le plus élevé de tous les modes, limité seulement par des considérations de dissipation thermique et qui varie aussi en $1/f^2$ [17].

Le mode hybride présente un produit: $P \times R$, qui, en première approximation est indépendant de la fréquence. Ceci est dû au fait que la susceptance électronique varie peu avec la fréquence.

Comme nous l'avons vu plus haut, l'homogénéité du matériau est essentielle pour fonctionner en mode LSA. En mode hybride, on peut tolérer jusqu'à 20% d'écart quadratique moyen de concentration avec des rendements encore intéressants ($> 10\%$).

Enfin, en tolérant une certaine formation de domaines, la limite supérieure du rapport n_0/f peut être reculée jusqu'à la valeur 10^6 s/cm³.

III - INTERACTIONS AVEC LE CIRCUIT

L'interaction diode-circuit n'était, pour ces instabilités à grand signal, pas assez bien comprise.

Les calculs sur ordinateurs de Copeland (2) et de Thim (14) portaient de circuits L-C-R à constantes localisées classiques.

Le problème devient beaucoup plus compliqué dans le cas de résonateurs à constantes distribuées (multirésonnants) formés, par exemple, par des lignes de transmission. C'est ce cas ci qui est en général rencontré dans la pratique. Les premières expériences de Copeland et de l'équipe de Cornell pour mettre en évidence le mode L.S.A. [18] [19] utilisaient deux principes différents.

Il fallait d'abord établir le mode à grand signal très rapidement, surtout pour les échantillons longs ($\geq 300 \mu$).

En effet, les tensions de polarisation V_p sont supérieures à $3V_s$. L'expression du champ maximum dans un domaine triangulaire est [19] :

$$E_m \cong \frac{E_s}{2} + (2 (M-1/2) \frac{q}{e} n_0 L_D E_s)^{1/2} \quad (1)$$

$$\text{où } M = V_p/V_s$$

On voit que pour un champ d'avalanche donné, M doit diminuer si le produit $n_0 L_D$ (cm^{-2}) augmente (L_D = longueur de l'échantillon). Copeland utilisait l'énergie des harmoniques de la fréquence fondamentale (= fréquence naturelle de l'échantillon en mode Gunn) pour exciter un circuit qui pouvait osciller en mode LSA à la fréquence LSA désirée

Le circuit résonnant est formé par un stub de longueur légèrement inférieure à la demi-longueur d'onde qui fournit l'inductance et qui résonne avec la capacité froide de la diode. Le guide d'onde permet de fournir la charge optimale à la fréquence de travail. Ce circuit permet d'obtenir des oscillations LSA lorsque la fréquence LSA est jusqu'à 3 ou 4 fois la fréquence naturelle.

Si l'on veut opérer à des fréquences plus élevées que la fréquence naturelle, la méthode devient inefficace pour exciter la cavité parce que les harmoniques d'ordre supérieur ont une énergie insuffisante.

Les oscillations LSA ainsi créées sont les harmoniques de la fondamentale d'où la difficulté d'obtenir de larges bandes d'accord.

On verra par la suite que ce circuit peut, sous certaines conditions, ne pas osciller du tout à la fréquence calculée mais à une fréquence plus basse dans un mode fortement non sinusoïdal.

Dans les échantillons longs, pour éviter la formation de domaines il fallait passer en oscillation LSA en une fraction de la période naturelle. Pour cela l'équipe de Cornell [19] utilisait des impulsions à temps de montée très raide avec un certain contenu d'énergie à la fréquence LSA pour exciter la cavité. (Des impulsions de 5 Kw avec 300 ps de temps de montée étaient communes dans ces expériences). Les rendements obtenus dans ces expériences étaient très loin des rendements théoriques (presque un ordre de grandeur), ce qui ne pouvait pas s'expliquer par une mauvaise qualité du matériau, étant donné que les oscillations à haute fréquence existaient effectivement.

Chilton et Kennedy [20] et Heeks, Au et Woode [21] ont montré expérimentalement l'existence de multiples fréquences reliées harmoniquement à la fréquence LSA. La séparation entre harmoniques correspondait à un sous-harmonique (entre $1/3$ et $1/6$) du signal principal.

La diode démarre en temps de transit mais une fréquence plus élevée, f_i est établie avant que le cycle en temps de transit soit terminé.

L'oscillation à "fréquence intermédiaire" f_i s'établit assez vite et le troisième harmonique de f_i ($3 f_i$) à la fréquence de sortie, s'établit assez lentement. La fig. 18 montre l'établissement et la fig. 19 les formes d'onde pour le système à stub de Copeland.

D'après l'expérience de Chilton [20] le rendement pour le sous-harmonique plus lointain était très élevé. Heeks et Au [21] avaient tenté sans succès de faire fonctionner les diodes dans une cavité où la fréquence sous-harmonique correspondrait à la fréquence désirée.

Ils en conclurent la présence d'une résonance en mode évanescent entre la capacité de la diode et l'inductance que présente le guide d'onde en-dessous de la fréquence de coupure. Cette résonance aiderait à l'établissement de la fréquence plus élevée. Des simulations à l'ordinateur [22] [23] [24] [25] ont permis d'expliquer la présence de l'oscillation au sous-harmonique. Le circuit utilisé pour ces calculs a été suggéré par Copeland (fig. 20).

Le résultat de la simulation montrait la présence de l'oscillation au sous-harmonique qui augmentait avec Z_1/R_0 et disparaissait pour un rapport $Z_1/R_0 \sim 3$.

De plus Camp [25] trouva, à partir de la simulation, que :

1. la fréquence augmentait lorsque Z_1/R_0 diminuait,
2. le temps que la diode passait au-dessus du seuil diminuait avec la résistivité du matériau, le temps qu'elle passait en-dessous du seuil n'étant pas affecté,
3. le temps que la diode passait en-dessous du seuil diminuait lorsque la tension de polarisation augmentait, le temps qu'elle restait au-dessus du seuil ne changeant pas.

Ces divers résultats sont réunis dans la fig. 21 où l'on peut voir la variation des formes d'onde en fonction de divers paramètres.

Si la présence des sous-harmoniques et les faibles rendements qui en découlent ont été à peu près expliqués à partir de la simulation par ordinateur, plusieurs problèmes restent non résolus, d'abord le mécanisme de l'établissement de l'oscillation que nous appellerons "oscillation à grand signal".

On comprend qualitativement ce qui se passe mais il manque une analyse qui relie les paramètres physiques de la diode aux paramètres électriques du circuit et qui permette de déduire quantitativement les conditions d'établissement.

Les modes à grand signal devraient être à très large bande. En effet, le temps de transit des électrons n'intervient plus dans ces modes. A notre connaissance il n'existe pas d'expérience sur ce point. Enfin, les modes non sinusoïdaux sont très importants du point de vue du rendement, (cf Introduction). Les travaux de l'équipe de Cornell ont permis d'entrevoir certaines propriétés de ces modes, mais l'analyse du mécanisme n'est pas encore faite. Enfin, rien n'a été réalisé du point de vue de l'optimisation de la charge, c'est-à-dire comment réaliser dans la pratique les formes d'onde qui donnent les rendements maximaux.

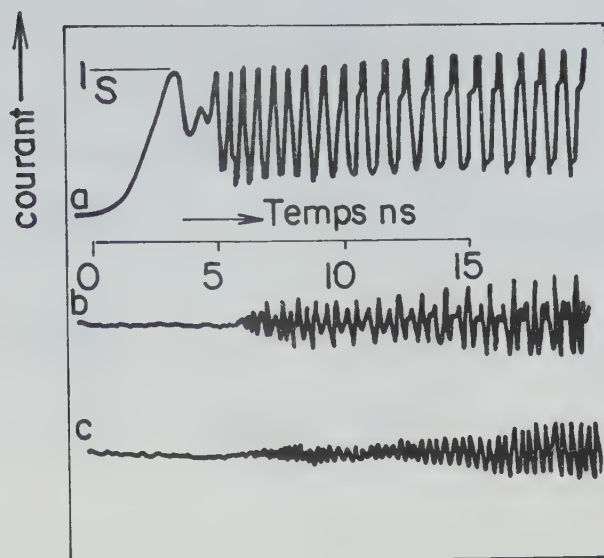


Figure: 18

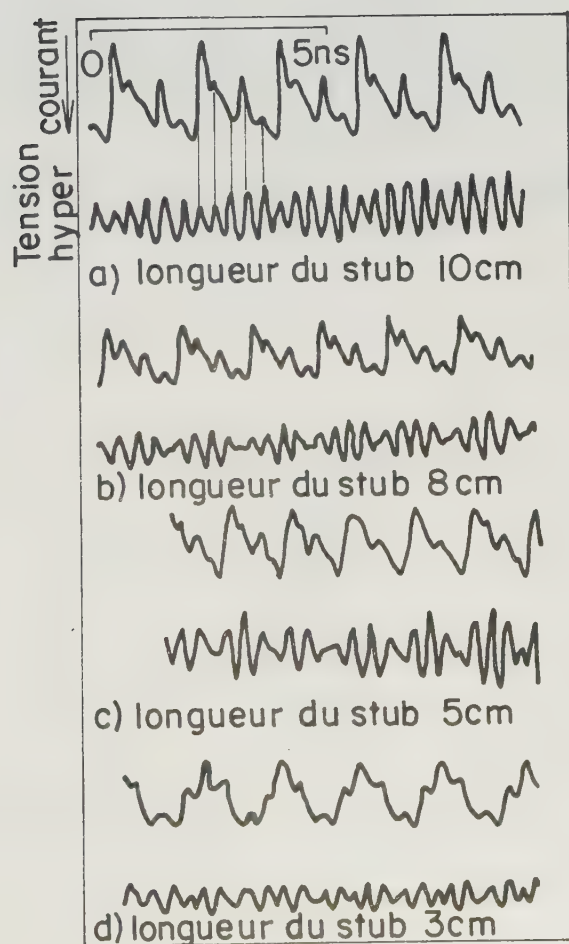


Figure: 19

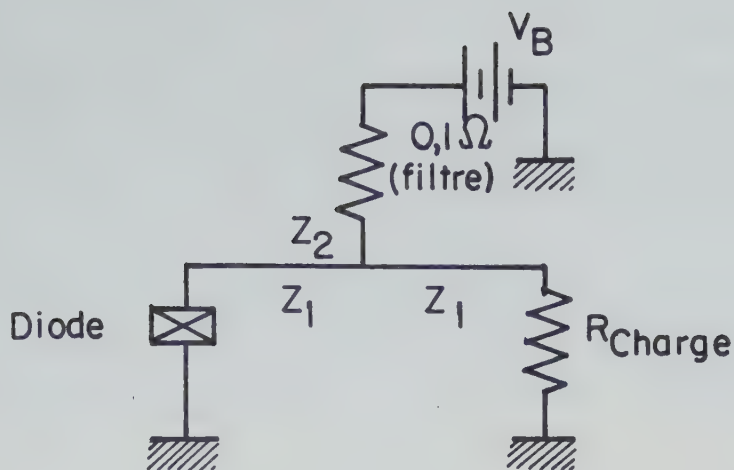


Figure : 20

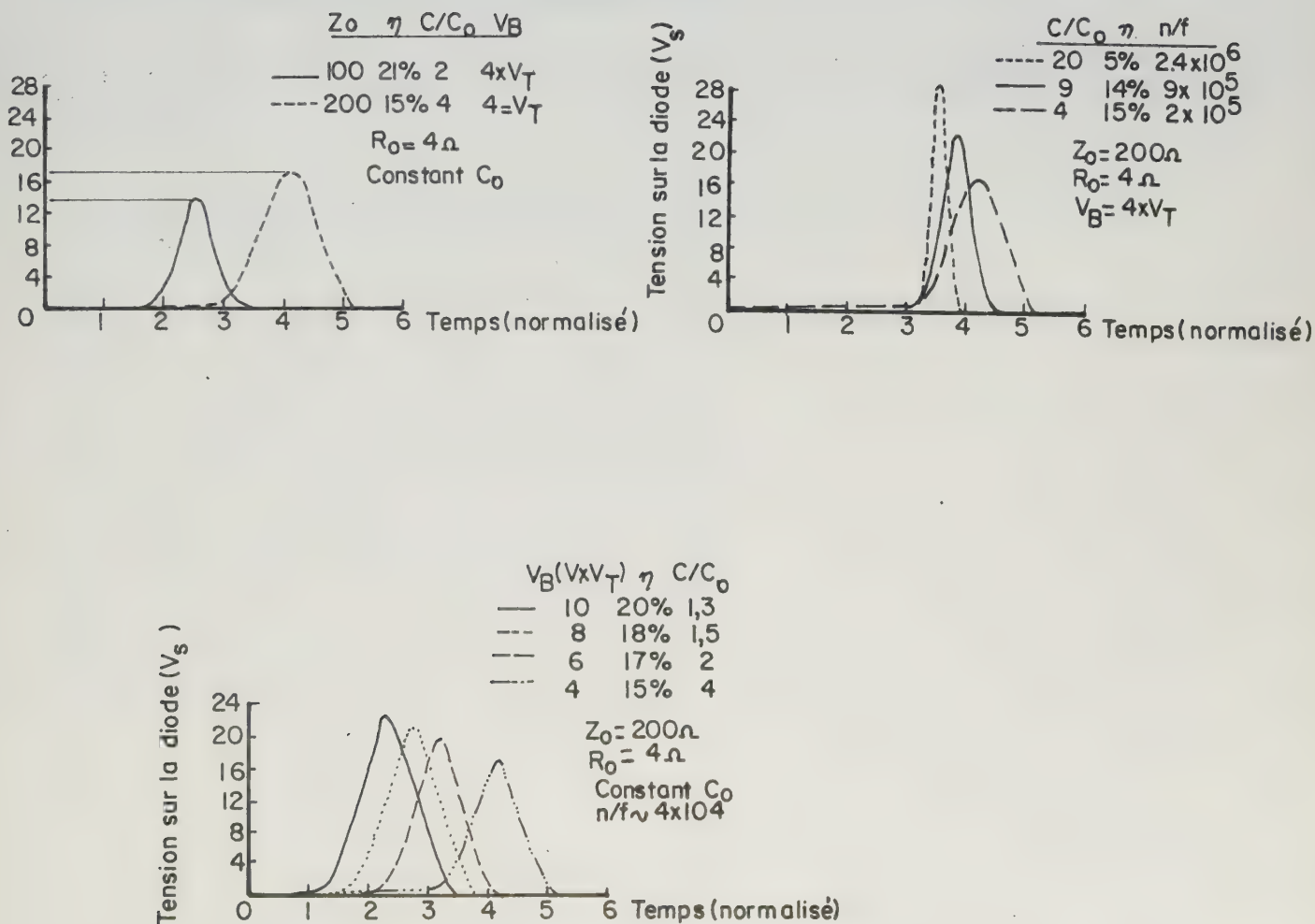


Figure: 21

OBJECTIFS

Lorsque nous avons entrepris cette étude en janvier 1969, nous nous proposons d'étudier les instabilités à grand signal et, dans une certaine mesure, de les caractériser d'une façon certaine. Pour cela il fallait les établir de manière contrôlable, ce fut notre objectif initial. A partir de celui-ci nous pensions pouvoir étudier les propriétés de ces modes.

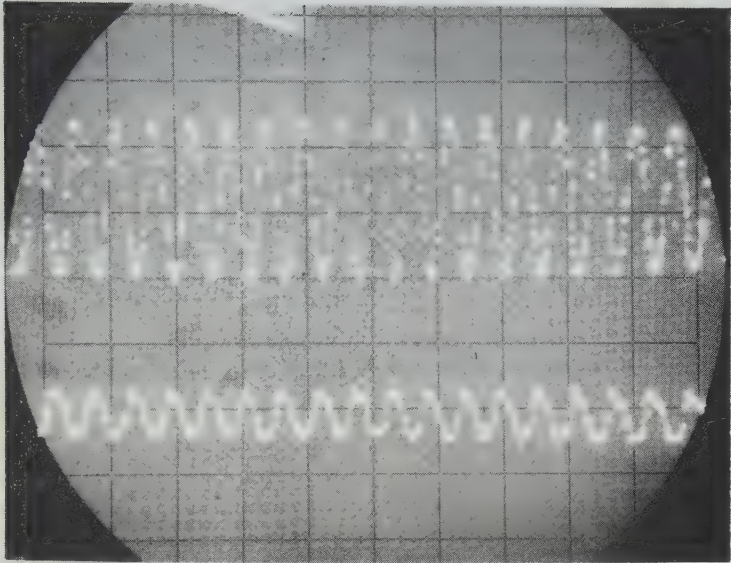
Quelques expériences préliminaires nous avaient permis d'obtenir les oscillations grand signal à des multiples entiers de la fréquence naturelle en mode sinusoïdal (fig.22 et 23). A l'époque nous pensions que ceci était relié à la présence de multiples domaines, le nombre de domaines fixant la fréquence d'oscillation.

Un premier calcul à l'ordinateur d'après le modèle établi par M.Mircea, avec une tension alternative, montrait la présence de multiples domaines dans l'échantillon. Les rendements expérimentaux et théoriques étaient très bas (1 à 3%).

Ces résultats n'étaient pas conformes à l'idée que les modes à grand signal devaient être à très large bande avec une rendement plus élevé. Les publications sur la présence des sous-harmoniques dans les oscillations prétendues L.S.A. apparurent à la même époque, les sous-harmoniques les plus bas étant des harmoniques de la fréquence naturelle...

Comme on le voit, l'interaction diode-circuit était assez mal comprise et une étude de ce problème était nécessaire si nous voulions par la suite exploiter ces modes.

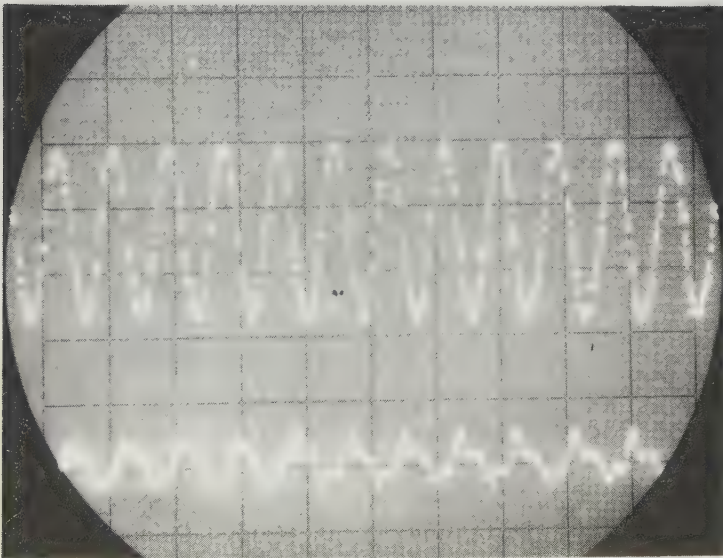
Tout ceci fait partie d'un problème plus général : le contrôle de la croissance et de la décroissance de la charge d'espace par le circuit.



Tension sur la charge

Courant total

Figure: 22



Tension sur la charge

Courant total

Figure: 23

1ns/div

ETUDE EXPERIMENTALE DES INSTABILITES A GRAND SIGNAL

IV-1. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Pour étudier expérimentalement ces instabilités à grand signal, il nous fallait un circuit hyperfréquence très simple.

- la fréquence de coupure pour le mode supérieur devait être assez éloigné de la plus haute fréquence de travail pour ne point l'exciter involontairement,
- le circuit devait aussi être accordable mécaniquement sans introduire de résonance parasite, difficilement contrôlable.

Le circuit retenu d'après ces critères, fut une ligne coaxiale utilisée en mode TEM. Un court-circuit réglable à un bout permettait de modifier la longueur de ligne de façon continue (fig. 24).

L'échantillon monté sur un pilier, se trouvait à l'autre bout et était relié à la masse soit par un disque métallique, soit par un disque résistif de faible résistance.

Le diamètre du conducteur intérieur était fixé par les dimensions transversales des échantillons afin d'éviter des ruptures d'impédance trop importantes qui introduiraient des capacités parasites indésirables.

Les dimensions de la ligne avaient les valeurs suivantes :

$$\phi_{\text{ext}} = 16,5 \text{ mm} \qquad \phi_{\text{int}} = 3 \text{ mm}$$

ce qui correspondait à une impédance caractéristique Z_C de 100Ω et à une fréquence de coupure pour le mode TE_{11} de 5 GHz.

Les mesures réalisées ont consisté dans le relevé sur la diode de la tension et du courant en fonction du temps lorsqu'elle oscillait à grand signal.

Ces deux mesures nous fournissaient tous les renseignements nécessaires pour déterminer le type d'oscillation et évaluer les temps de formation et de disparition de la charge d'espace. Elles nous ont aussi permis de confirmer un modèle de calcul (chap. V)

Pour faire la mesure du courant nous avons placé une résistance coaxiale de valeur $0,4 \Omega$ (provenant de EMC ou Filmohm, en série avec la diode. Le courant ainsi mesuré était le courant total : $I = I_e + I_c$ où I_e est le courant électronique et I_c est le courant de déplacement.

Nous ne mesurons pas directement la tension sur la diode mais sa dérivée par rapport au temps : pour cela nous avons placé tout près de la diode une sonde capacitive. Le signal était extrait par microcoaxial afin de ne pas perturber les modes TEM dans la cavité.

Le circuit de mesure de tension nous servait en même temps de circuit de charge.

Les deux signaux étaient envoyés respectivement sur les voies A et B d'un oscilloscope à échantillonnage Hewlett-Packard 141 A avec tiroir de base de temps 1425 A, tiroir amplificateur vertical 1411 A et tiroir d'échantillonnage 1431 A.

L'unité d'échantillonnage a un temps de montée de 28 ps et une largeur de bande qui s'étend du continu jusqu'à 12,4 GHz, ce qui nous laissait une certaine marge, les phénomènes étudiés ayant des variations dans le temps de l'ordre de la centaine de picosecondes.

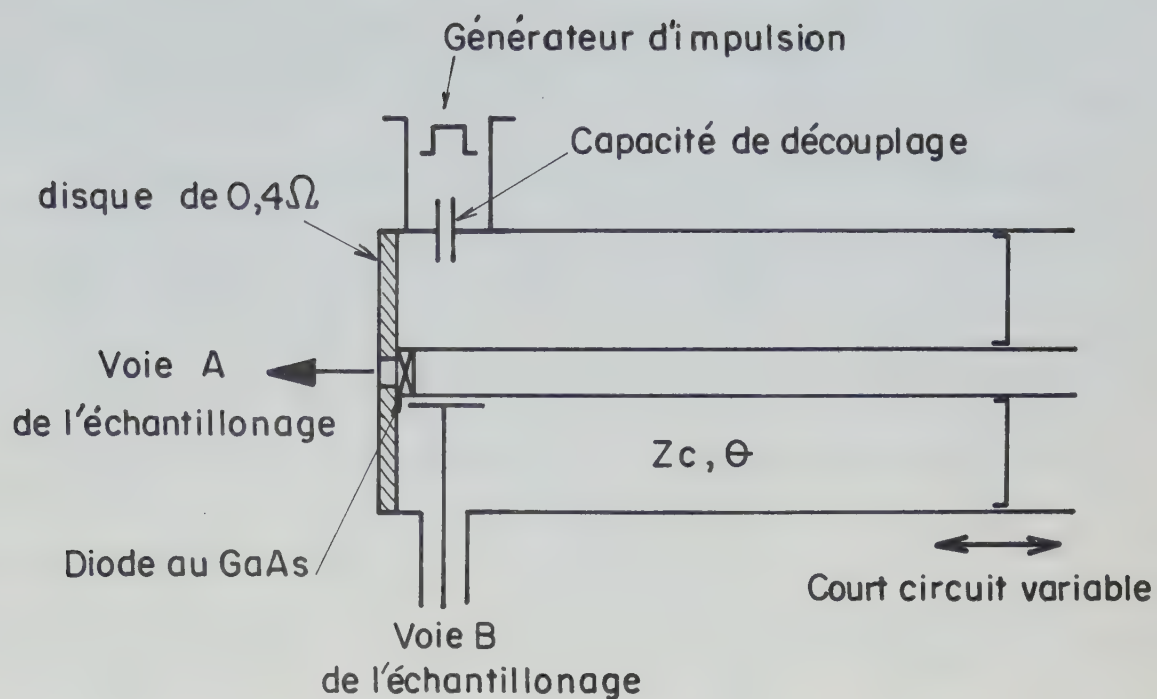


Figure : 24

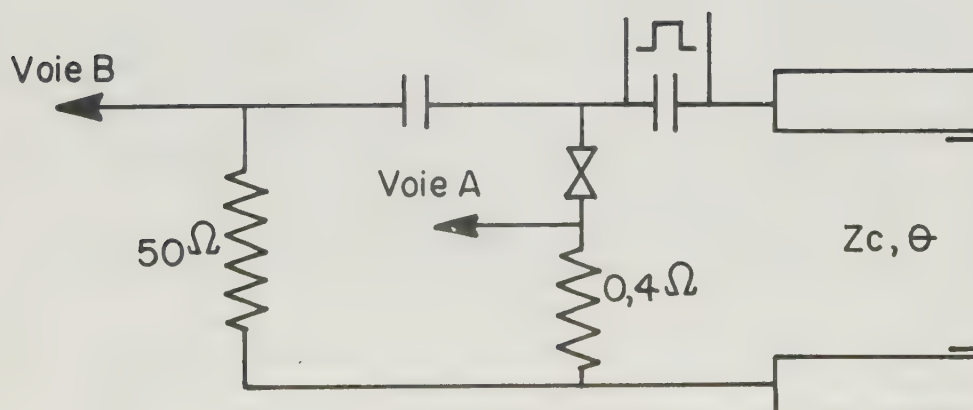


Figure : 25

Le courant de déplacement I_C était donné, à un facteur d'échelle près, par la dérivée de la tension. Il était alors possible de la retrancher du courant total pour retrouver le courant électronique I_e .

Pour polariser la diode, nous utilisions des impulsions de 40 ns délivrées par un générateur à décharge de ligne commandé par un relais "Reed". Le générateur avait une impédance caractéristique de 10Ω et un temps de montée de 1 à 2 ns.

Nous avons choisi une faible impédance pour ne pas introduire de désadaptation entre la source et la charge.

Pour découpler le continu et les hyperfréquences, une forte capacité fut incorporée dans la cavité en sortie du générateur d'impulsions.

Le temps de montée est passé à 4 ou 5 ns mais, comme nous le verrons par la suite, ce paramètre n'était pas important pour l'établissement des oscillations.

La fig. 25 montre schématiquement le montage expérimental valable jusqu'à 5 GHz.

Préparation des échantillons

Un grand soin fut apporté à la réalisation des échantillons afin d'obtenir de bons contacts ohmiques. Le matériau de départ était une tranche de GaAs massif obtenu par la méthode Bridgmann, dopé à l'oxygène, fourni par la Société Monsanto.

Sa densité de porteurs était de $5 \text{ à } 7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et sa mobilité à la température ambiante se situait autour de $6800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, la résistivité étant de l'ordre de $1,5 \Omega \text{ cm}$.

A partir d'une épaisseur initiale de $400 \mu\text{m}$ la plaquette fut ramenée à $370 \mu\text{m}$ ($15 \mu\text{m}$ sur chaque face) par rodage au Wig puis à $340 \mu\text{m}$ par polissage mécano-chimique. On réalisa ensuite un décapage au moyen d'un bain de $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$ pendant une minute à 30°C .

Sur cette plaquette était évaporée, de chaque côté, un mélange d'or, germanium et nickel.

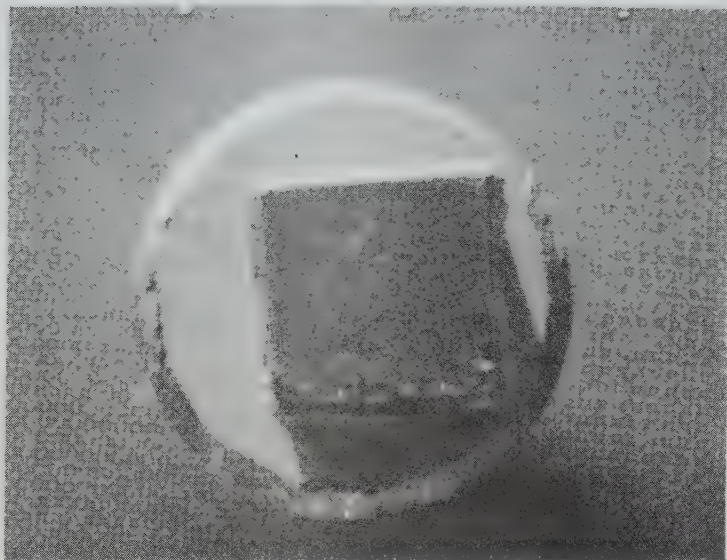
Pour cela nous avons utilisé une nacelle en tungstène dégazée au préalable pendant 5 minutes. Les métaux étaient nettoyés au trichloréthylène pur et à l'acétone pure, séchés à l'alcool éthylique pur et étuvés.

Le germanium était nettoyé à la soude caustique à chaud, rincé à l'eau désionisée et séché à l'alcool éthylique pur.

On vidait alors l'enceinte à 3×10^{-6} torr, et évaporait les métaux en chauffant la nacelle par effet joule ; l'épaisseur finale était de $5000 \text{ \AA}$. On procédait de la même façon pour la deuxième face.

Pour réaliser l'alliage nous utilisions un four à atmosphère d'hydrogène : on élevait la température jusqu'au moment où l'alliage se produisait (vers 480°C , ce qui était clairement visible). Les plaquettes ainsi préparées étaient découpées à l'aide d'une machine à électroérosion à la résistance désirée.

Une fois découpés, les échantillons étaient nettoyés au trichloréthylène et à l'acétone, séchés à l'alcool pur, dégraissés et rincés. Ainsi préparés ils étaient montés sur des piliers cylindriques en cuivre doré par soudure à l'étain sous atmosphère d'hydrogène. La fig. 26 montre un des échantillons réalisés monté sur son pilier.



Ø du pilier 2mm

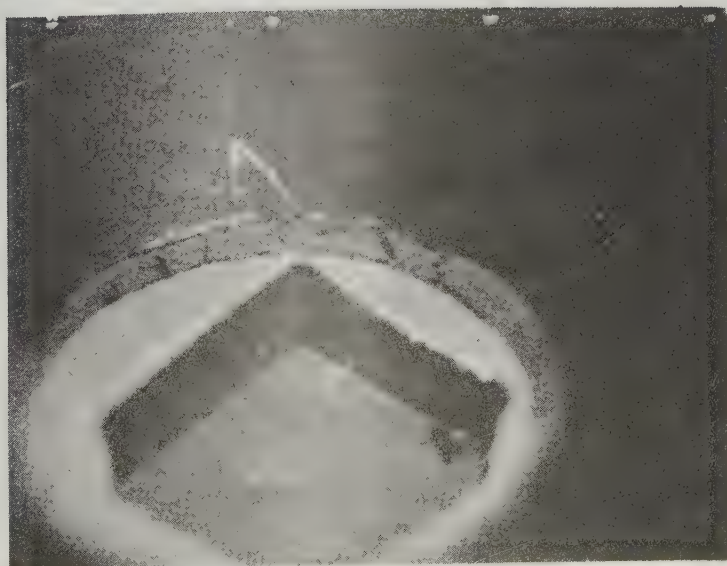


Figure : 26

IV-2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV-2.1. Etablissement des oscillations à grand signal

Deux types d'établissement ont été observés qui correspondent à deux modes d'oscillation différents :

- a) le premier mode est celui que Copeland a simulé à l'ordinateur [2] et qui a été observé expérimentalement par Higgins et al [26] et Ikoma et al [27]. La fig. 27 montre ce type d'établissement : après le passage de trois domaines le mode à grand signal s'établit. La cavité formée par la ligne court-circuitée et par la capacité "froide" de la diode est excitée par les impulsions de courant à la fréquence naturelle de la diode. Après quelques cycles (3 cycles) à cette fréquence la tension R_0 sur l'échantillon atteint une valeur suffisante pour étouffer la couche dipolaire. A ce moment, les oscillations changent en oscillations LSA à la fréquence du circuit. On peut voir ces oscillations établies dans la fig. 28. La tension sur la diode varie sinusoïdalement avec une fréquence correspondant à 4 fois sa fréquence naturelle. La vitesse d'établissement du mode sinusoïdal dépend de l'homogénéité de la diode [28]. En effet, plus l'inhomogénéité est importante, plus le domaine nucléé le sera ; la tension sur la diode devra pénétrer plus profondément dans la région à mobilité positive pour l'étouffer. Ceci implique une amplitude de tension plus grande d'où un temps plus long pour l'établir dans la cavité.

Pour cette expérience, le rapport Z_C/R_0 était compris entre 6 et 7. La bande d'accord était très étroite autour de la fréquence de résonance et la longueur de la ligne correspondait à $\lambda/4$ à cette même fréquence. Ce mode d'oscillation n'est pas intéressant du point de vue du rendement mais permet d'évaluer l'homogénéité de la diode et la qualité des contacts.

- b) le deuxième type correspond à ce que nous appellerons dorénavant le mode à relaxation. On peut voir sur la fig. 29 l'établissement des oscillations de relaxation.

L'impulsion de modulation croît avec un temps de montée de 15 ns vers la tension de polarisation. Dès que le seuil est atteint, l'oscillation de relaxation s'établit. D'après la forme du courant nous pouvons dire que pour le premier cycle la charge d'espace se forme pendant 2 ns et disparaît en 1 ns.

Lorsque la tension de polarisation devient constante l'état de régime est atteint, c'est-à-dire que fréquence, amplitude et forme d'onde ne varient plus (fig. 30). Les oscillations de relaxation sont fortement non sinusoïdales.

IV-2.2. Description qualitative du mécanisme de relaxation

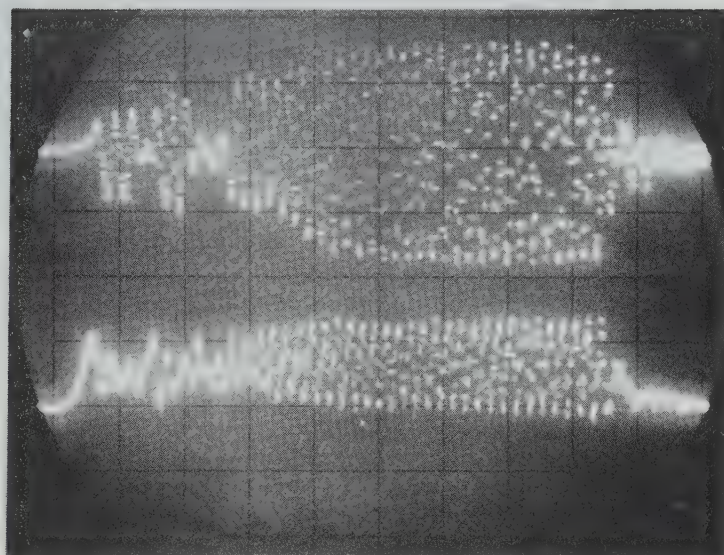
Supposons que la tension sur la diode se trouve en-dessous du seuil (point 1 sur les fig. 30 et 31), la tension s'élève alors vers la tension de polarisation V_B avec une constante de temps τ_L donnée par :

$$\tau_L = \frac{Z_C}{R_0} \times \theta \text{ (s)} \quad (1)$$

Z_C est l'impédance caractéristique de la ligne, R_0 la résistance à bas champ de la diode et θ le temps de retard de la ligne.

Tension sur
la charge

courant
total



40V/div

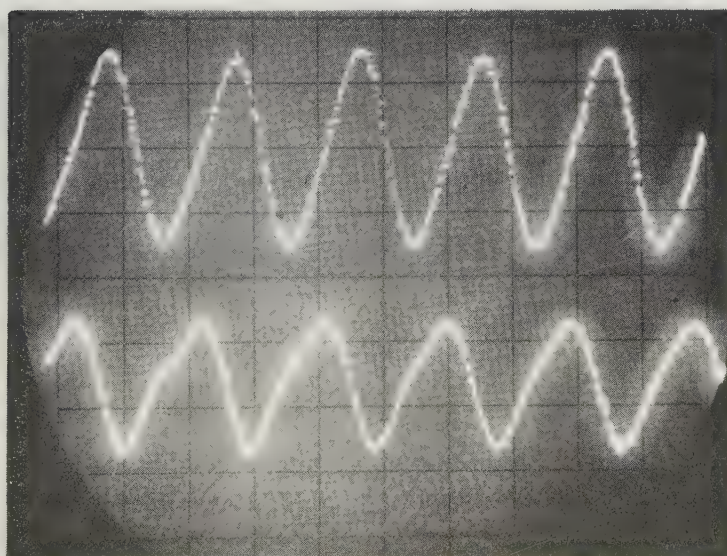
5ns/div

7,4 Amp/div

Figure : 27

Tension sur
la charge

courant
total

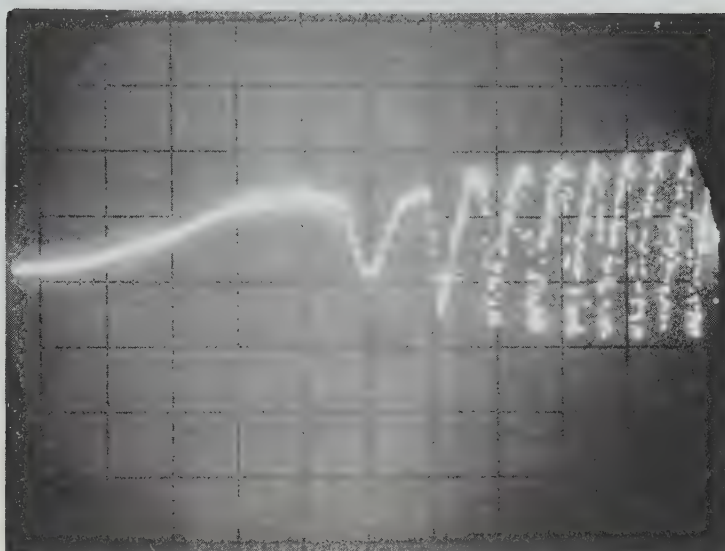


40V/div

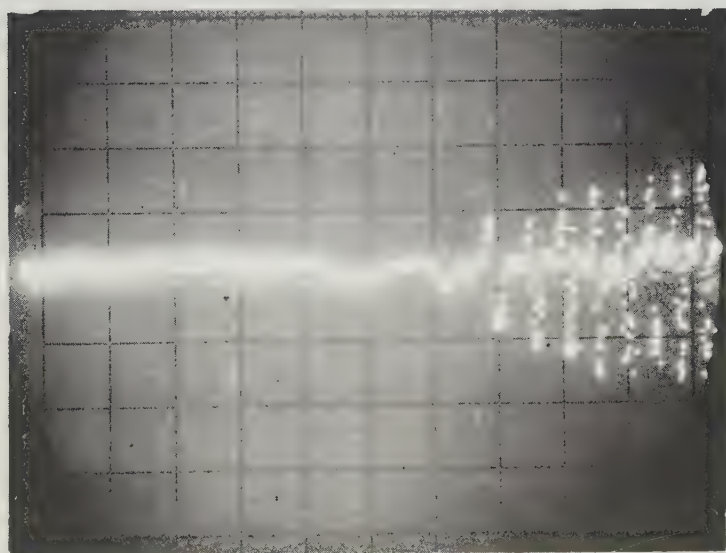
0,4ns/div

7,4Amp/div

Figure : 28



Courant
total



Tension sur
la charge

Temps : 2ns/div

Figure : 29

Cette expression s'obtient en supposant la variation de la tension très lente. Si tel est le cas, la ligne se comporte comme une self de valeur $Z_C \times \theta$ et l'expression (1) est la constante de temps du circuit R - L formé par la diode et la ligne.

En introduisant une pulsation équivalente définie par :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\omega_{eq} V_B}{2}$$

l'expression (1) reste valable, tant que : $\omega_{eq} \ll \frac{1}{\theta}$

Si cette condition n'est pas remplie, il faut construire la solution par réflexions successives sur le court-circuit.

Lorsque la tension arrive au seuil les électrons commencent à être transférés dans la vallée satellite, de plus faible mobilité et le courant électronique commence à diminuer (point 2 sur les fig. 30 et 31). En première approximation on peut voir la ligne comme une résistance Z_C en série avec la diode et la source continue de valeur constante. Alors, au fur et à mesure que le courant diminue dans la diode, la tension à ses bornes augmente, ce qui augmente le transfert et fait diminuer davantage le courant et ainsi de suite jusqu'à ce que tous les électrons de conduction se retrouvent dans la vallée satellite et que le courant atteigne la valeur de saturation I_V .

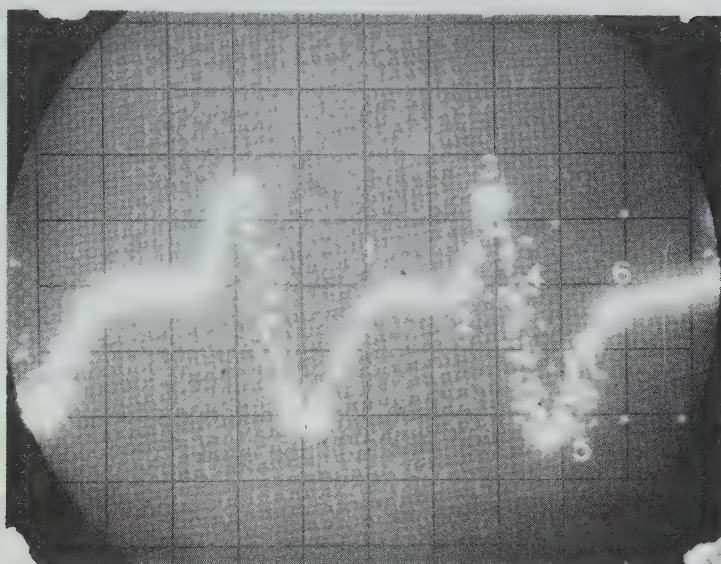
Le temps qui s'écoule entre l'instant où l'on atteint la tension de seuil et celui où le courant devient constant est commandé par les paramètres physiques de la diode (temps de relaxation diélectrique, rapport courant de seuil-courant de vallée) et par les paramètres électriques du circuit (impédance caractéristique et temps de retard de la ligne, tension de polarisation).

Il est très important que ce temps soit suffisamment court pour éviter les effets de relaxation diélectrique inverses (formation de charge d'espace importante).

Le courant total pendant ce temps reste à peu près constant à cause de la concurrence du courant électronique qui diminue et du courant de déplacement qui augmente.

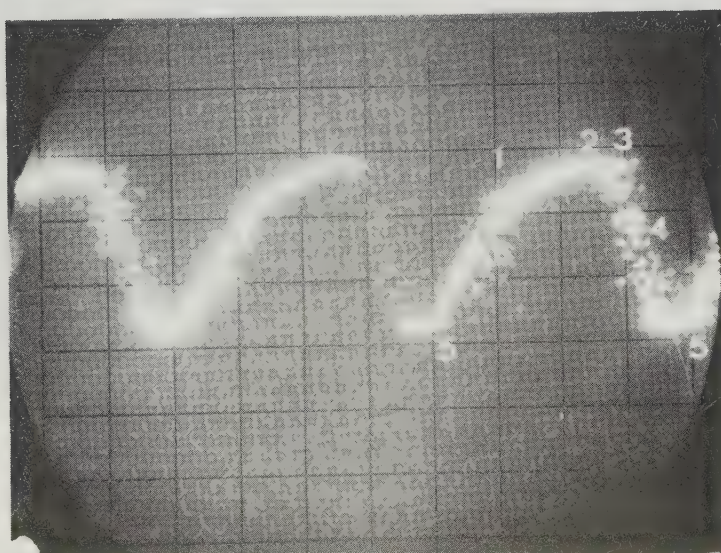
Si la ligne était de longueur infinie la tension sur la diode tendrait vers la valeur $V = V_S + Z_C (I_S - I_V)$ où V_S est la tension de seuil et $I_S - I_V$ le saut de courant. L'échelon de tension se propage le long de la ligne, se réfléchit sur le court-circuit en changeant de signe et revient sur la diode au bout d'un temps 2θ . Ceci se traduit par un changement de pente de la tension (point 3 sur les fig. 30 et 31) qui augmente. A partir de ce point la pente de la tension commence à décroître, passe par zéro et devient négative (point 4 sur les fig. 30 et 31). La décroissance de la tension se fait par paliers jusqu'au moment où E_V est atteint à nouveau (point 5 sur les fig. 30 et 31). Puis le cycle recommence.

La fig. 32 montre pour la même diode ces divers points plus en détail. L'effet des réflexions est accentué par la diminution du rapport Z_C/R_0 .



Tension sur
la charge

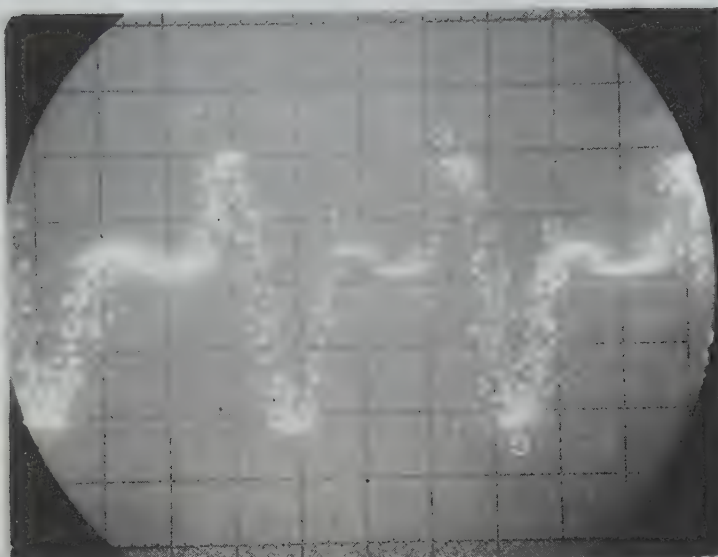
Figure : 30



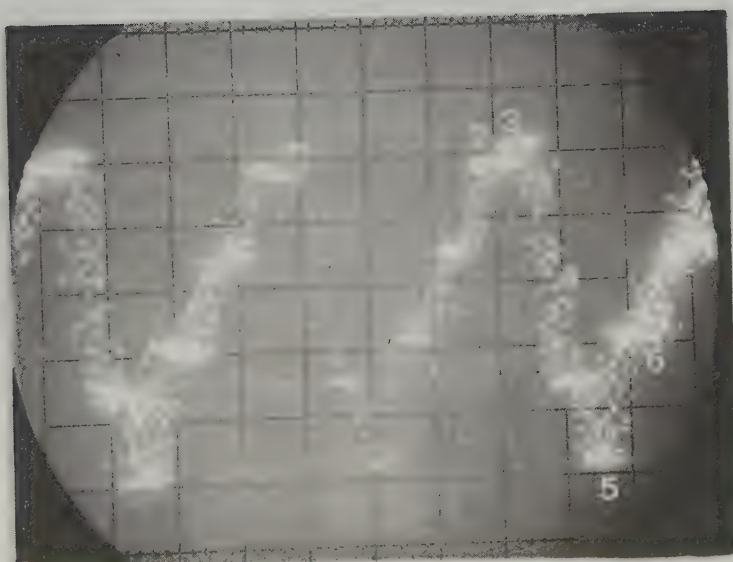
Courant
total

Temps : 0,2ns/div

Figure : 31



Tension sur
la charge



Courant
total

Temps : 0,2 ns/div

Figure : 32

La forme d'onde de la tension sur la diode est fortement non sinusoïdale et se rapproche de celle de la sinusoïde redressée (cf I - 3) d'où l'intérêt de ce mode du point de vue du rendement.

D'après la fig. 30, nous pouvons dire qu'en régime établi, la charge d'espace qui se forme pendant environ 240 ps relaxe en à peu près 120 ps.

Nous avons aussi démontré qu'effectivement le mode à relaxation est à très large bande.

IV-2.3. Accord électronique

Lorsque la tension de polarisation est augmentée la fréquence de l'oscillation de relaxation augmente presque linéairement (fig. 33). De la fig. 33 il s'en suit que ce qui varie surtout avec la polarisation, c'est le temps passé au-dessous du seuil et très peu celui passé au-dessus. Ceci s'explique de la façon suivante : au-dessous du seuil la tension sur la diode augmente exponentiellement vers V_B avec la constante de temps τ_L donnée par (1) :

$$V = V_B (1 - e^{-t/\tau_L}) \text{ où } \tau_L = \frac{\tau_c}{R_0} \theta$$

la tension arrive à la valeur de seuil au bout d'un temps :

$$t_s = - \tau_L \log \left(1 - \frac{V_S}{V_B} \right) \quad (2)$$

On voit d'après (2) que le temps passé en-dessous du seuil diminue lorsque V_B augmente.

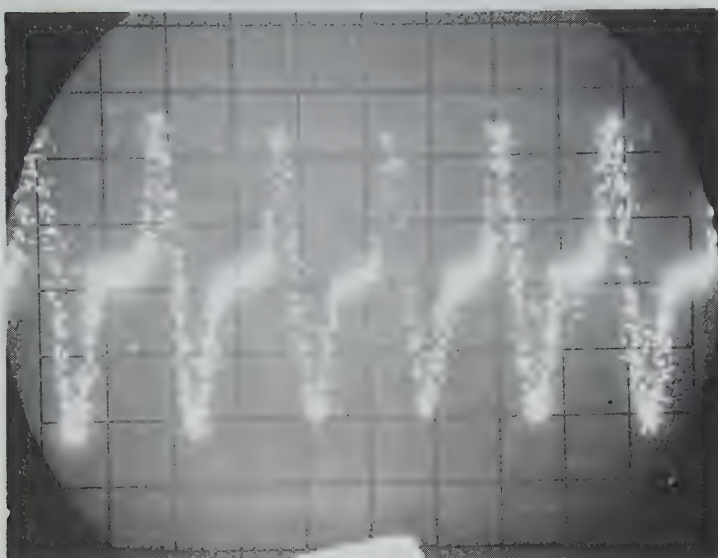
Pour $V_B \gg V_S$, $t_s \sim \tau_L \frac{V_S}{V_B}$

et la fréquence devient proportionnelle à la tension de polarisation. La tension ne peut pas être augmentée indéfiniment parce que t_s doit rester supérieur au temps de disparition de la charge d'espace. Si tel n'est pas le cas l'oscillation de relaxation s'arrête et des effets d'avalanche peuvent se produire et détruire l'échantillon.

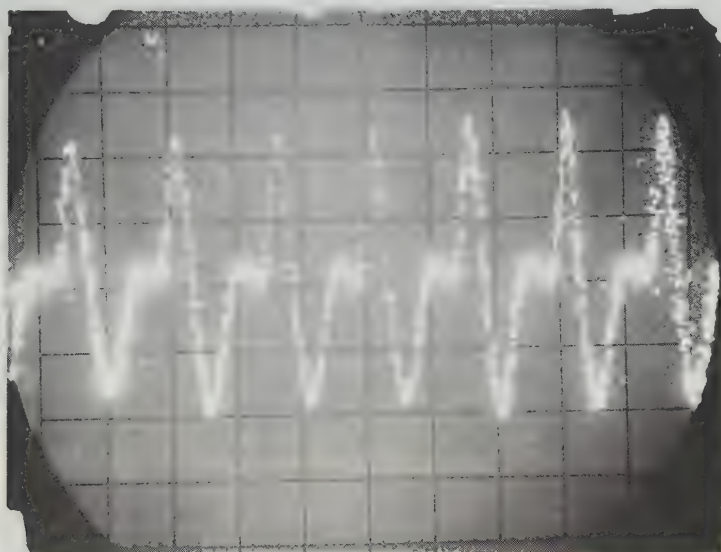
IV-2.4. Accord mécanique (fig. 34)

En variant la longueur de la ligne il nous a été possible de varier la fréquence des oscillations de relaxation de façon continue.

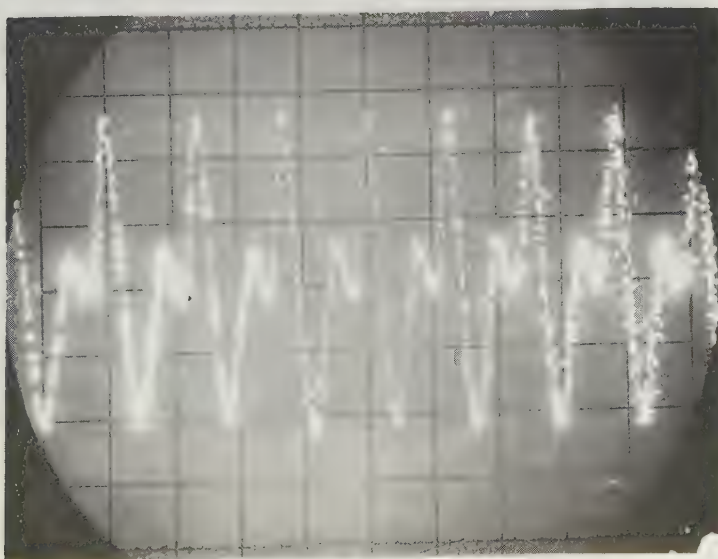
La longueur de la ligne intervient simultanément dans les temps passés au-dessous et au-dessus du seuil. En effet, la forme d'onde de la tension sur la diode est le résultat de la juxtaposition de réflexions successives sur le court-circuit de la ligne, l'écart entre deux réflexions successives correspondant à deux fois le temps de retard introduit par la ligne.



$$V_B = 2V_{TH}$$



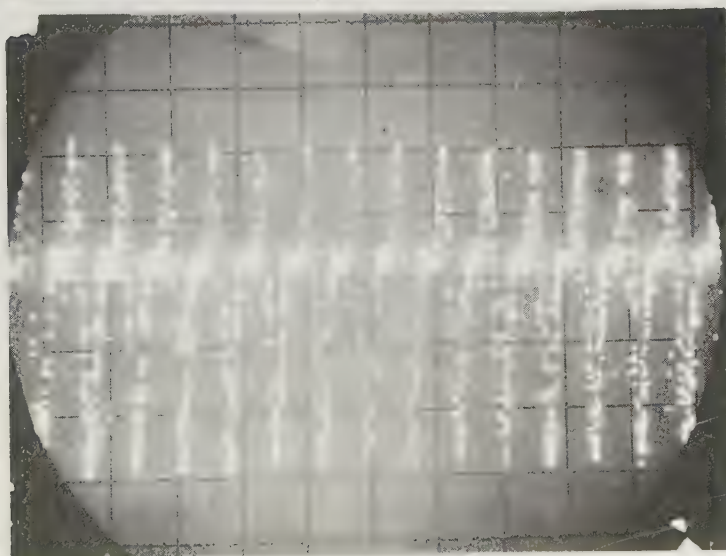
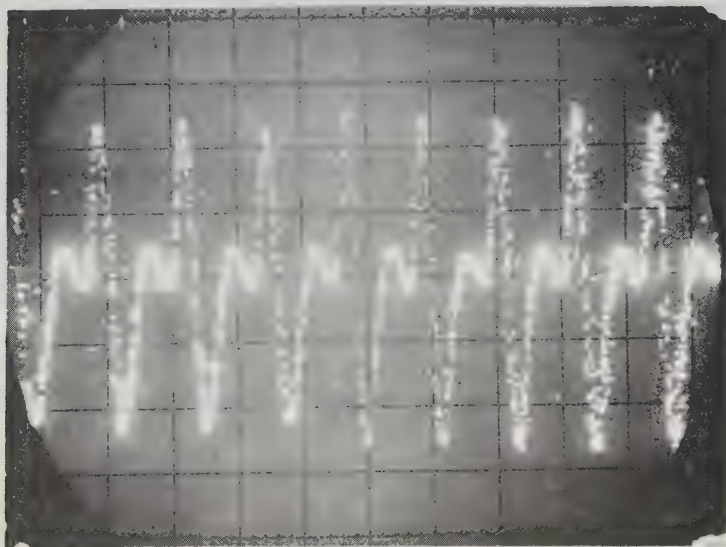
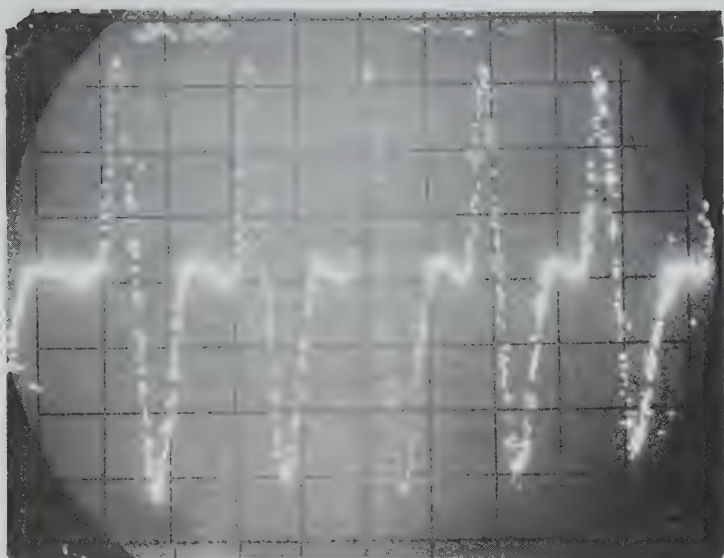
$$V_B = 2,5V_{TH}$$



$$V_B = 3,1V_{TH}$$

Temps: 1ns/div

Figure: 33



$$V_B = 2,8V_{TH}$$

Temps Ins/div

Figure : 34

La puissance totale hyperfréquence varie peu sur la bande d'accord, qui pour cette diode particulière, s'étendait entre 2 et 6 fois la fréquence naturelle :

$$\text{fréquence naturelle} = \frac{v_d}{L_D}$$

où v_d serait la vitesse d'un domaine de Gunn à la même tension de polarisation et L_D la longueur de la diode.

Le rapport n_0/f pour cette expérience varie entre $3,3 \times 10^5$ et 10^6 ($s \cdot cm^{-3}$). Ce rapport est significatif pour des ondes sinusoïdales mais ne peut être considéré que comme une référence pour le mode à relaxation pour lequel les temps passés au-dessous et au-dessus du seuil peuvent être réglés séparément en jouant sur les paramètres du circuit et la tension de polarisation.

La variation du courant total avec la fréquence (fig.35) montre que dans la bande d'accord

- 1) l'oscillation démarre dès le premier saut de courant ce qui correspond à un contrôle effectif de la croissance de la charge d'espace,
- 2) il peut devenir négatif, ce qui correspond à l'augmentation du courant de déplacement avec la fréquence.

Pour une diode donnée dans un circuit donné, il existe toujours des fréquences limites supérieures (fig.35) et inférieures. La limite supérieure correspond, soit à un temps insuffisant en-dessous de la tension de seuil pour étouffer la charge d'espace, soit à l'impossibilité du circuit de soutenir l'oscillation (cf. chap.6). La limite inférieure correspond à un temps très long passé au-dessus de la tension de seuil, ce qui permet la formation de zones localisées de haut champ pouvant atteindre le champ de ionisation. On peut voir cet effet sur la première photographie de la fig.35 où les oscillations deviennent de plus en plus bruyantes.

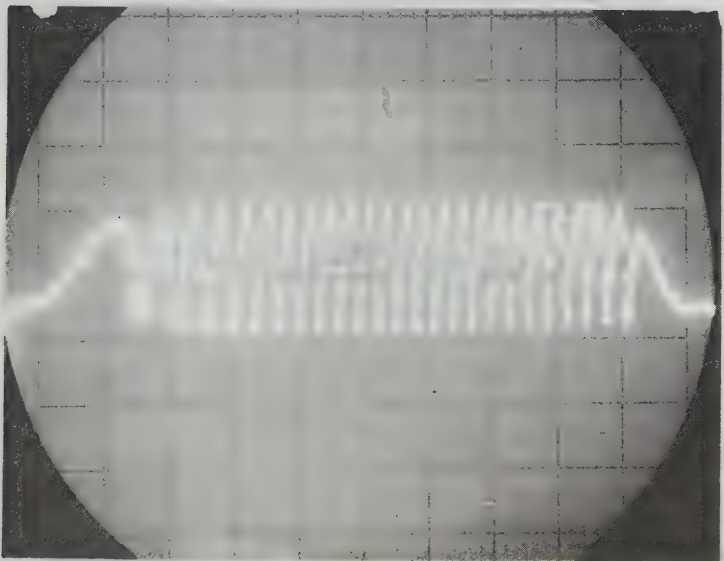
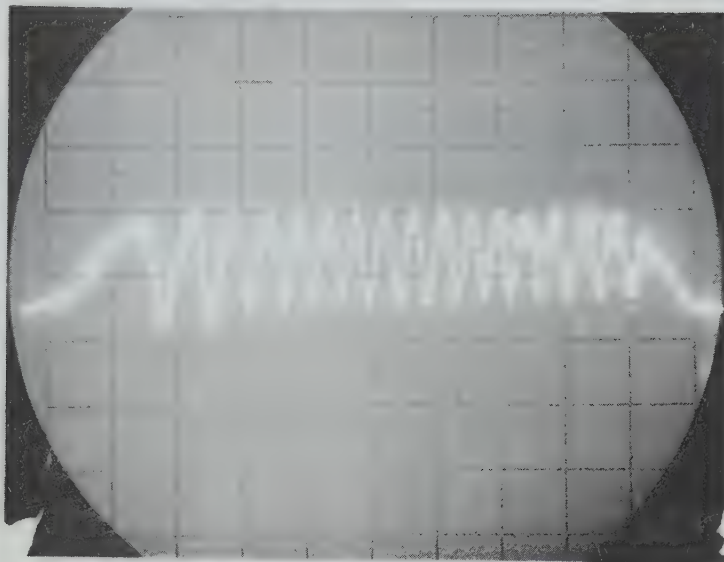
La plus haute fréquence que nous ayons atteinte expérimentalement se situait autour de 2,0 GHz ($n_0/f = 2,5 \times 10^5$) et la plus basse autour de 500 MHz ($n_0/f = 10^6$).

Le maximum de puissance obtenu avec ce matériau fut de 1 Kw à 1,2 GHz ($n_0/f = 4 \times 10^5$) avec un rendement de conversion de 15%.

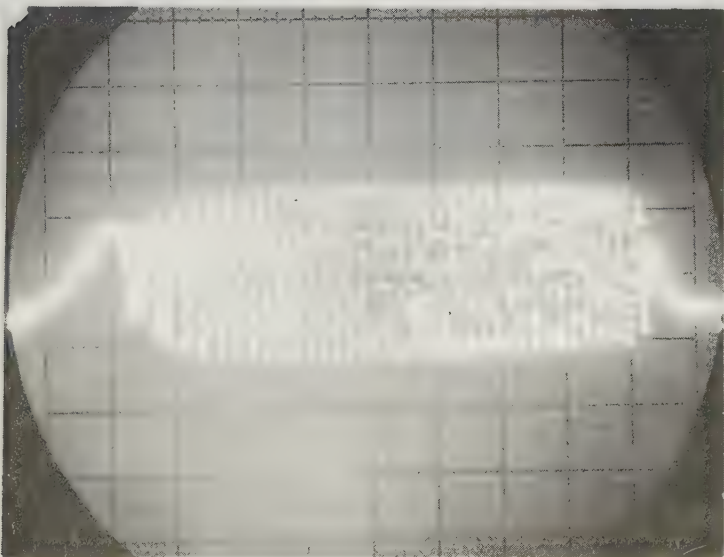
IV.2.5. Effets de contacts

Nous avons remarqué que les meilleures diodes du point de vue du rendement étaient parfaitement symétriques. Les valeurs des tensions de seuil dans un sens et dans l'autre de la polarisation étaient les mêmes à moins de 5% près et correspondent au champ de seuil théorique de 3,25 Kv/cm. Cette propriété de symétrie permet d'avoir une idée sur la qualité des contacts. C'est bien sûr une condition nécessaire mais non pas suffisante (les deux contacts pourraient être symétriques et non ohmiques). La fig.36) montre la forme des courants dans les deux sens pour une diode non symétrique. Dans un sens (sens 1) (mauvais contact à l'anode) la diode oscillait en relaxation. Pour l'autre sens (sens 2) de polarisation on n'arrivait jamais à éliminer la charge d'espace à la cathode et la diode oscillait en mode Gunn.

Pour le sens 1 le rendement était très bas ($\sim 2,5\%$). Bien que le contact non ohmique n'empêchait pas la diode d'osciller il interdisait de trop la charger d'où le mauvais rendement. Dans le sens 2 les pertes de la cavité étaient suffisantes pour empêcher l'oscillation de relaxation.

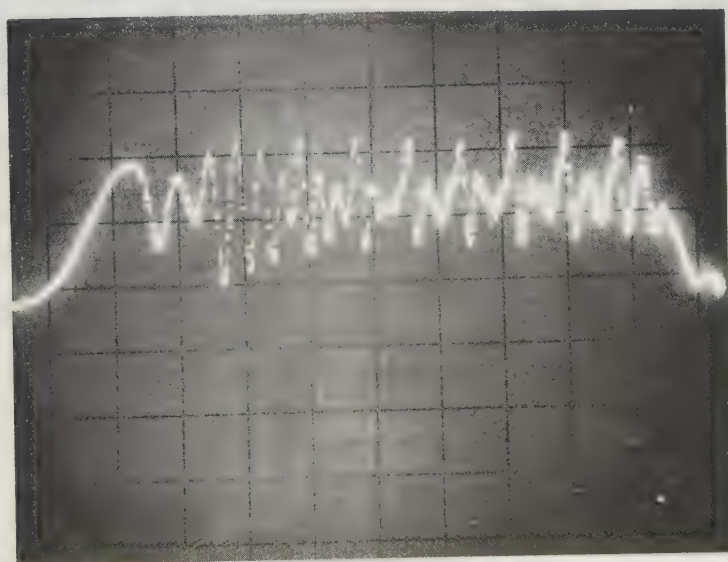
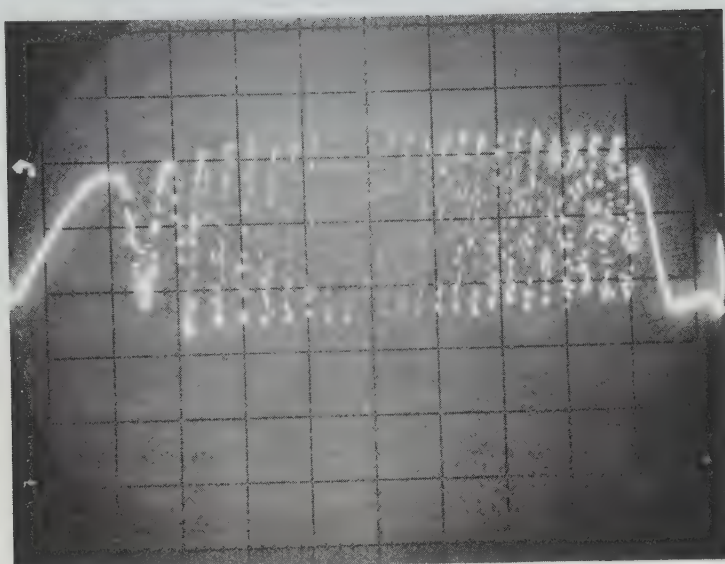


Courant
total



Temps 5ns/div

Figure: 35



Courant total
5ns/div

Figure : 36

La tension et le courant de seuil dans le premier cas (oscillation en relaxation) étaient supérieurs aux tension et courant de seuil dans le deuxième (oscillation Gunn) ce qui pourrait être expliqué par le modèle de Shaw, Solomon et Grubin [29] à partir d'un champ électrique proportionnel à l'inhomogénéité imposé à la cathode.

Pour certaines valeurs de ce champ E_C comprises entre 4 et 14 Kv/cm, on peut trouver des tensions et courants de seuil inférieurs aux valeurs calculées à partir du champ de seuil théorique et qui varient inversement avec E_C . Ceci se traduit par une diminution du rapport Z_C/R_O par augmentation du R_O effectif et par conséquent de T_L : disposant de moins de temps pour étouffer une charge d'espace plus importante c'est le mode de Gunn qui l'emporte.

-:-

V - ETUDE THEORIQUE DU MODE A RELAXATION

Afin d'interpréter et exploiter les résultats expérimentaux nous avons réalisé une simulation sur ordinateur de l'expérience.

A partir de modèles de la diode et de la ligne de transmission il nous a été possible de générer les formes d'onde obtenues par l'expérience et d'étudier l'effet des variations des paramètres.

Nous avons établi les équations du système à partir du schéma de la fig. 37. Ce schéma est la représentation, à la source continue près, du circuit expérimental. La substitution du générateur d'impulsions avec une capacité en parallèle en sortie par une source V_B d'impédance interne négligeable est justifiée par la présence de la dite capacité de découplage de forte valeur qui maintient la valeur de la tension continue sur la diode pendant la durée de l'impulsion.

V-1. MODELE DE LA DIODE

Si bien que, en toute rigueur, on peut établir un modèle de calcul à partir des équations de Poisson, et de continuité dans la diode avec des contacts ohmiques, qui relie le champ électrique à l'intérieur de l'échantillon avec la tension et le courant à l'extérieur, nous avons préféré réaliser un modèle plus simple.

Ce modèle nous a permis de simuler toutes les expériences réalisées avec une économie appréciable du temps machine et avec des résultats quantitatifs très proches de ceux obtenus à partir du modèle complet. Le modèle simplifié consiste dans une caractéristique dynamique courant-tension, construite de la façon suivante : pendant que $\frac{dv}{dt}$ est positif, c'est-à-dire pendant que la tension sur la diode augmente, le courant et la tension parcourent la caractéristique vitesse-champ électrique au facteur d'échelle près.

Ceci est justifié en-dessous de la tension de seuil : dans cette région la diode se comporte en négligeant les effets d'injection à la cathode ou de "cathode drop" (lorsqu'il existe) comme une résistance ohmique.

En-dessus du seuil la vitesse de croissance de la tension est telle que le champ reste homogène à l'intérieur de l'échantillon sauf dans les régions qui avoisinent les électrodes où le champ doit rester faible à cause des forts dopages et la vitesse des électrons diminue en décrivant la caractéristique $(v-E)$. Pour décrire cette caractéristique, nous avons utilisé l'expression :

$$v = \frac{\mu E + v_s (E/E_s)^4}{1 + (E/E_s)^4} \quad (1)$$

Pour les faibles valeurs du champ électrique on obtient le comportement ohmique, tandis que pour les fortes valeurs du champ la vitesse tend vers la vitesse de saturation v_s . Dans cette expression, μ et v_s sont connus et on ajuste E_s de façon à ce que le champ qui donne le maximum de la vitesse soit de 3,25 Kv/cm.

L'expression (1) normalisée par rapport à la vitesse et au champ de seuil est immédiatement applicable au courant et à la tension normalisée (par rapport au courant et à la tension de seuil respectivement) sous la forme ;

$$I_g = C \times \frac{D \cdot V_g + P \cdot V_g^4}{1 + P \cdot V_g^4} \quad (2)$$

où C, D et P sont des constantes de la normalisation et V_g et I_g sont respectivement la tension et le courant normalisés.

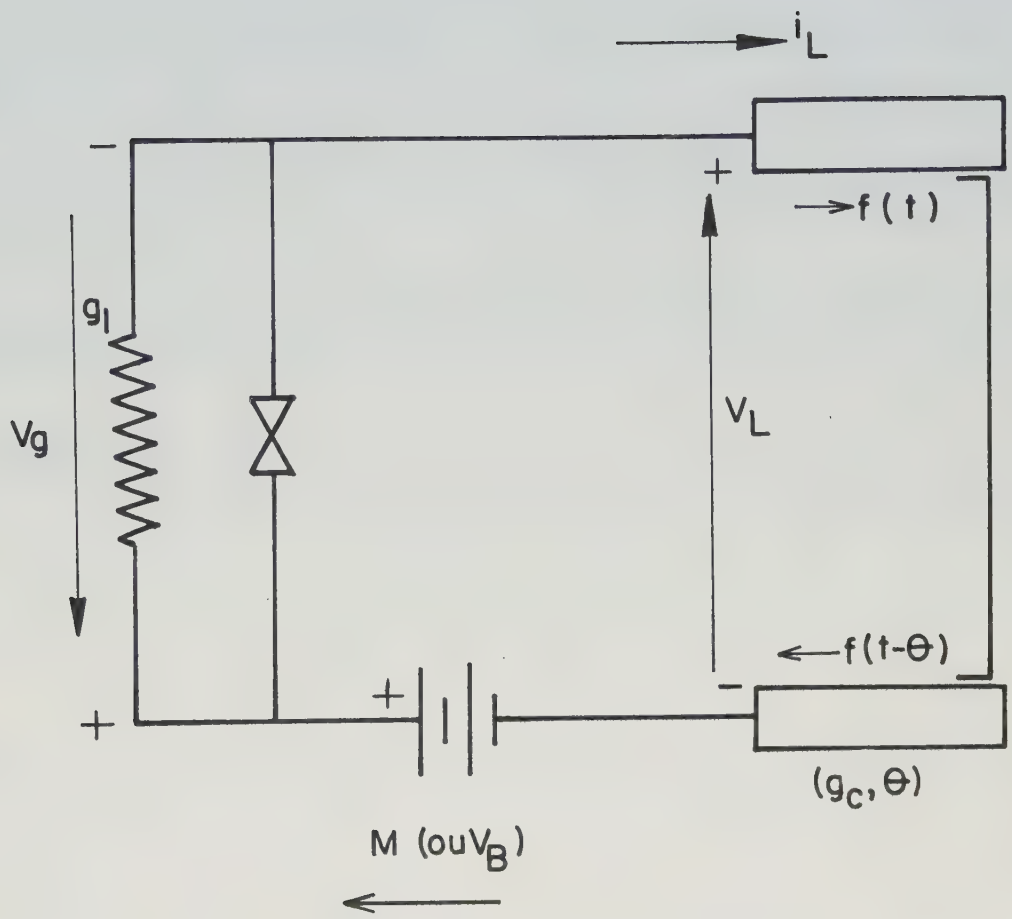


Figure : 37

La situation est tout autre pendant la décroissance de la tension. En effet, au fur et à mesure que la tension décroît, la couche d'accumulation se propage en même temps que le champ moyen dans la diode diminue, mais à une vitesse moyenne inférieure à celle de sa croissance et des multiples domaines inverses peuvent apparaître qui disparaîtront plus lentement que la couche d'accumulation. En ce moment, la situation est proche de celle décrite au chapitre I où l'on supposait n domaines égaux. On avait vu que pour une variation instantanée du champ extérieur de E_0 à $E_0/2$ (ou de E_V à $E_V - E_0/2$) la tension en excès (ou en défaut) dans les domaines diminuerait ou augmenterait (et que le courant croîtrait) exponentiellement avec la constante de temps calculée auparavant.

En comparant les formes d'onde de l'expérience et générées par le calcul la croissance du courant commencerait à l'instant où la deuxième réflexion, après le maximum de tension arrive sur la diode. C'est, comme nous le verrons par la suite, à cet instant que le champ électrique atteint la valeur à partir de laquelle la vitesse moyenne des électrons commence à augmenter de nouveau. Lorsque la charge d'espace est complètement disparue, la diode se retrouve dans la région à résistance positive et le cycle recommence.

La capacité froide de la diode est ajoutée en parallèle sur le modèle du courant électronique que nous venons de décrire pour compléter le modèle de la diode.

V - 2. MODELE DE LA LIGNE

Les équations de propagation des ondes électromagnétiques dans une ligne en mode TEM sont bien connues :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

où ϕ est soit la tension, soit le courant, x la coordonnée spatiale, t le temps et C la vitesse de propagation dans le milieu.

La solution générale de l'équation (3) est :

$$\phi(x, t) = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (4)$$

formée par la superposition de deux ondes se propageant en sens contraire.

Si ϕ est le courant, la solution pour la tension se déduit de (4)

$$V(x, t) = Z_C [f(x - ct) - g(x + ct)] \quad (5)$$

où Z_C est l'impédance caractéristique de la ligne.

Pour déterminer les fonctions f et g il nous faut choisir des données initiales. Avant d'aborder ce problème nous décrirons la méthode des caractéristiques.

V.2.1. La méthode des caractéristiques [30]

La décomposition de la solution générale $\phi(x, t)$ de l'équation des ondes en deux solutions simples conduit à considérer les droites D_1 et D_2 d'équations respectives :

$$x - ct = u$$

$$x + ct = v$$

Sur une droite D_1 la solution $f(x - ct)$, ainsi que ses dérivées $\frac{\partial f}{\partial x}$ et $\frac{\partial f}{\partial t}$ gardent une valeur constante.

Les droites D_1 forment dans le plan (x, t) une famille de droites parallèles de pente $1/c$; les droites D_2 forment une famille de parallèles de pente $-1/c$. Une droite D_{10} sera particularisée par son équation $x - ct = u_0$; sur D_{10} , $f(x - ct)$ gardera la valeur $f(u_0) = f_0$, de même sur D_{20} , d'équation $x + ct = v_0$, $g(x + ct)$ gardera la valeur $g(v_0) = g_0$.

Si M est le point d'intersection de D_{10} et D_{20} la valeur numérique de $\phi(x, t)$ en M est égale à la valeur de $f(x - ct) + g(x + ct)$ calculée en M soit :
 $\phi(M) = f_0 + g_0$.

Si nous connaissons les nombres f_0 et g_0 associés respectivement à chaque caractéristique D_{10} et D_{20} , nous connaissons de suite la valeur de ϕ en chaque point du plan.

Dans notre cas concret nous nous intéressons aux valeurs $I(0, t)$ et $V(0, t)$ où l'abscisse 0 correspond à l'extrémité de la ligne où se trouve la diode.

V.2.2. Conditions initiales

Nous pouvons établir une condition pour $I(x, 0)$ que pour réduire le temps de calcul nous avons pris :

$$I(x, 0) = I_s \quad (6)$$

La deuxième condition sera $V(L, t) = 0$ (7)
 qui correspond au court-circuit de la ligne à une distance L de la diode.

$$\text{Par (7) et (5)} \quad g(L, t) = f(L, t) \quad (8)$$

Par la propriété des caractéristiques :

$$g(0, t) = g(L, t - \frac{L}{c}) \quad (9)$$

$$\text{Par (8)} \quad g(L, t - L/c) = f(L, t - L/c) \quad (10)$$

Par la propriété des caractéristiques :

$$f(L, t - L/c) = f(0, t - 2L/c) \quad (11)$$

Ainsi par (9), (10) et (11) :

$$g(0, t) = f(0, t - 2L/c) \quad (12)$$

Si $f(0, t)$ est connu, $g(0, t)$ l'est aussi et on peut construire la solution complète du courant et de la tension dans la ligne.

V.3. EQUATION DU SYSTEME

Dans ce qui suit, toutes les variables dépendent du temps que nous n'explicitons pas.

En nous référant à la fig. 37 :

Soient :

V_B la tension de la source

V_g la tension sur la diode

I_g le courant électronique défini par le modèle de la diode (cf. V.1)

I_c le courant de déplacement dans la diode

V_L la tension sur la ligne au point $x = 0$

I_L le courant dans la ligne au point $x = 0$

I_R le courant dans la charge

Soient encore :

$$F_{INC} = f(0, t)$$

$$F_{REFL} = g(0, t)$$

(Toutes les variables sont normalisées par rapport aux tension et courant de seuil).

$$V_B = V_g + V_L \quad (13)$$

$$I_g + I_c = I_L + I_R \quad (14)$$

$$I_L = F_{INC} + F_{REFL} \quad (15)$$

$$V_L = Z_c (F_{INC} - F_{REFL}) \quad (16)$$

$$I_c = C_g \frac{dV_g}{dt} \quad (17)$$

$$V_L = RI_R + \frac{1}{C} \int_0^t I_R dt \quad (18)$$

$$I_g = f(V_g) \quad (\text{modèle de la diode}) \quad (19)$$

Ce système de 7 équations à 7 inconnues (V_g , V_L , I_c , I_R , F_{INC}) non linéaire peut être résolu à l'ordinateur. Pour cela nous appliquons une méthode pas à pas implicite en substituant la différentielle par une différence finie et l'intégrale par une somme :

$$I_c = C_g \frac{\Delta V_g}{\Delta t} \quad (17 \text{ bis})$$

$$V_L = [R + \frac{\Delta t}{C}] I_R + \frac{\Delta t}{C} \sum_{i=0}^{n-1} I_{R_i} \quad (18 \text{ bis})$$

En éliminant F_{INC} entre (15) et (16) :

$$I_L = \frac{V_L}{Z_c} + 2 F_{REFL} \quad (20)$$

A partir de (18 bis)

$$I_R = [V_L - RCAP \cdot SIGMA] / (R + RCAP) \quad (21)$$

$$\text{où } RCAP = \Delta t / C$$

$$\text{et } SIGMA = \sum_{i=0}^{n-1} I_{R_i}$$

En substituant (17bis) (20) et (21) dans (14)

$$I_g + C \frac{\Delta V_g}{g \Delta t} = \frac{V_L}{V_C} + 2 \cdot FREFL + \frac{V_L}{R + RCAP} - \frac{RCAP \times SIGMA}{R + RCAP} \quad (22)$$

Enfin, en tirant V_L de (13) et le substituant en (22) :

$$I_g + C_g \frac{\Delta V_g}{\Delta t} = (V_B - V_g) \left(\frac{1}{Z_C} + \frac{1}{R + RCAP} \right) + 2 \cdot FREFL - \frac{RCAP \times SIGMA}{R + RCAP} \quad (23)$$

$$\Delta V_g = V_g - V_{ga} \text{ où } V_{ga} \text{ est la valeur de la tension à l'instant } t - \Delta t$$

En remplaçant dans (23) et en tirant V_g :

$$\left(\frac{C_g}{\Delta t} + \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{R + RCAP} \right) V_g = V_B \left(\frac{1}{Z_C} + \frac{1}{R + RCAP} \right) + \frac{C_g}{\Delta t} V_{ga} + 2 \cdot FREFL$$

$$- \frac{RCAP}{R + RCAP} \cdot SIGMA - I_g \quad (24)$$

(19) et (24) forment un système de 2 équations à deux inconnues non linéaire qui peut se ramener à une équation du type

$$V_g = f(V_g) \quad (25)$$

D'après Legras [31], elle peut être résolue par itérations successives à partir d'une valeur initiale (ici la valeur de V_g à l'instant antérieur).

La condition suffisante de convergence pour ce type d'équation est que $|f'(V_g)|$ soit inférieure à 1 sur l'intervalle de variation de V_g .

En se rappelant la forme de (19) qui suit l'expression (2) pour $\frac{\Delta V_g}{\Delta t} > 0$ la condition de convergence s'établit :

$$\frac{C \times D}{\frac{C_g}{\Delta t} + \frac{1}{Z_C} + \frac{1}{R + RCAP}} < 1 \quad (26)$$

Où encore, en négligeant $\frac{1}{Z_c} + \frac{1}{R+RCAP}$ devant $\frac{C_g}{\Delta t}$

$$\Delta t \leq \frac{C_g D}{C_g} \quad (27)$$

Ce critère nous permet de choisir Δt , le pas dans le temps, pour obtenir une solution convergente.

La fig. 38 montre un résultat de formes d'onde générées à l'ordinateur. En comparant avec celles obtenues par l'expérience, nous pouvons conclure à la bonté du modèle de calcul. Pour ce qui est calcul à l'ordinateur nous n'irons pas plus loin.

Nous essaierons maintenant de développer une approche analytique du mode à relaxation qui nous permette d'établir des équations de calcul pour ce type d'oscillateur.

V - 4. APPROCHE ANALYTIQUE DU MODE A RELAXATION

Nous reprenons le système d'équations du § V - 3 mais avec un modèle plus simple de la diode.

Les équations du système deviennent :

$$g_c(M-v_g) = f(t) - f(t-\theta) \quad (28)$$

$$i_g(v_g) + \tau_r \frac{dv_g}{dt} + g_1 v_g = f(t) + f(t-\theta) \quad (29)$$

où toutes les variables ont été normalisées par rapport aux valeurs de seuil. τ_r est le temps de relaxation diélectrique, g_1 l'admittance de charge, g_c l'admittance de la ligne, M la tension de polarisation et θ est maintenant deux fois le temps de retard de la ligne.

V-4.1. Nouveau modèle de la diode

Pour simuler le comportement de la diode pour cette étude analytique, nous avons choisi un modèle simple qui consiste encore dans une caractéristique dynamique courant-tension indiquée dans la fig. 39.

Pendant le temps de montée de la tension nous décrivons la courbe formée par trois droites et composée par une région de résistance positive, une région de résistance différentielle négative et une région de courant constant. Pendant la descente la diode reste dans un état de courant constant jusqu'à ce qu'on arrive à un certain point que nous définirons par la suite. A partir de cet instant le courant commence à augmenter avec une constance de temps reliée au circuit jusqu'à atteindre à nouveau la région de résistance positive. La capacité "froide" de l'échantillon est placée en parallèle sur le modèle que nous venons de décrire.

Le modèle de la ligne de transmission est le même que celui décrit au § V - 2.

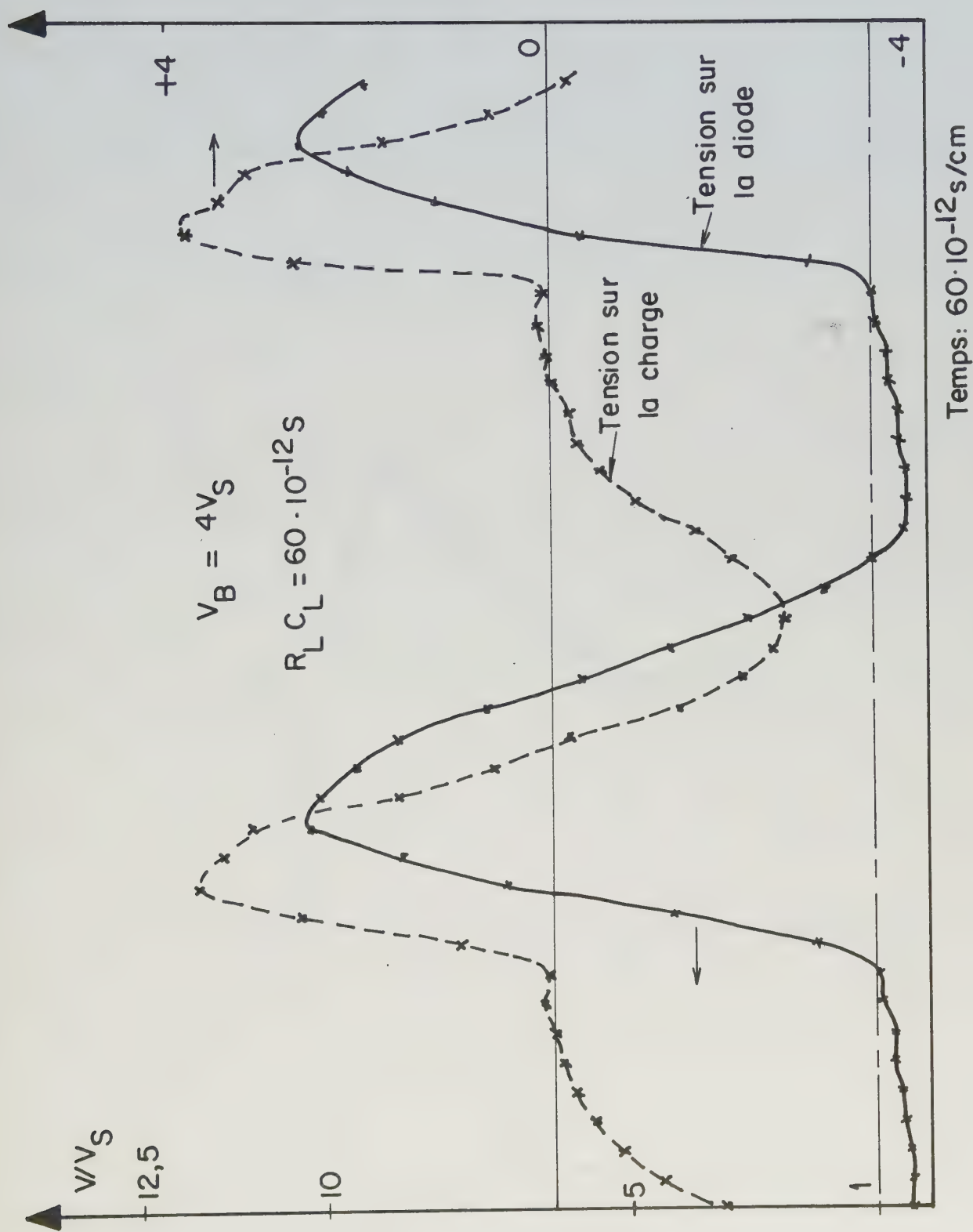


Figure: 38

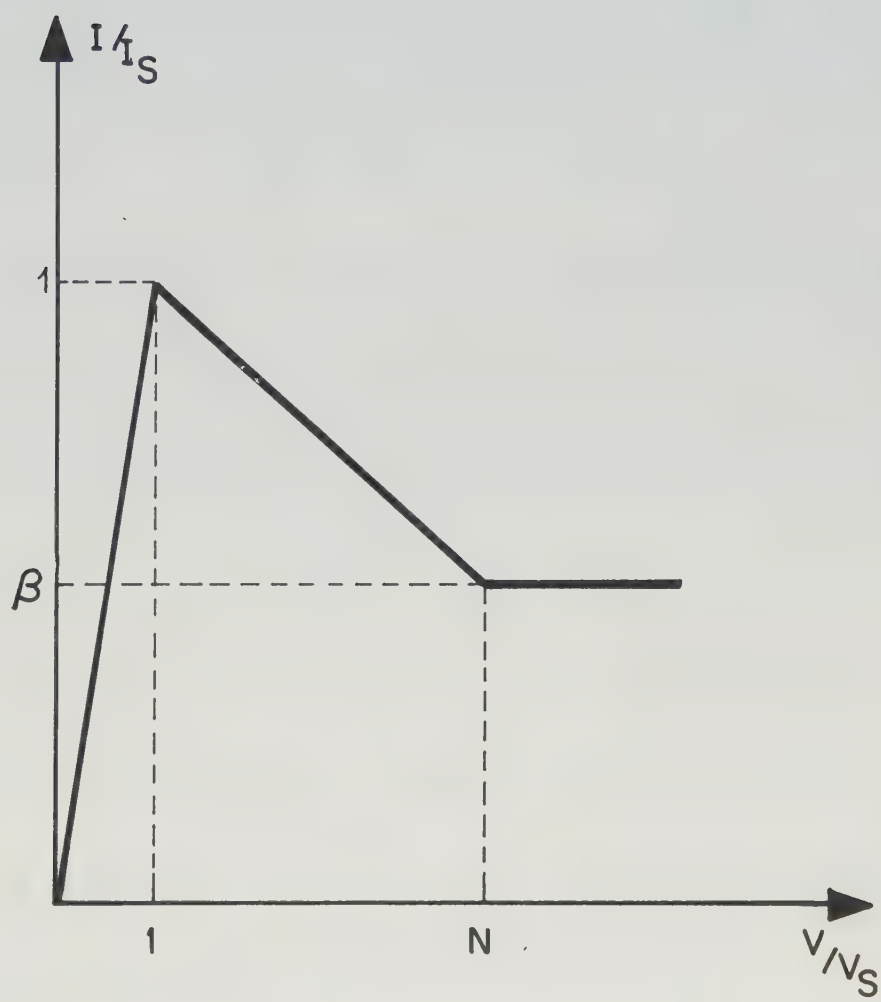


Figure : 39

V - 4.2. Résolution du système

Les équations (28) et (29) décrivent complètement l'interaction diode-circuit. Pour retrouver la variation temporelle de la tension nous distinguerons cinq régions dans chaque cycle (fig. 40).

Dans ce qui suit l'origine des temps a été déplacée au début de chaque région :

$$\text{région 0 : } 0 \leq v_g \leq 1, \tau_r \frac{dv_g}{dt} > 0$$

Le système est facilement résolu par transformée de Laplace. Supposons pour simplifier le calcul que la tension est appliquée à $t = 0$, alors :

$$F(s) = \frac{M}{s} \cdot \frac{1}{1/g_c + 1/y_1} \cdot \frac{1}{1 + \rho e^{-s\theta}} \quad (30)$$

$$\text{et} \quad V_g(s) = F(s) (1 + e^{-s\theta}) / y_1 \quad (31)$$

où les majuscules indiquent les transformées des fonctions respectives.

$$y_1 = 1 + g_1 + \tau_r s$$

Δ est l'admittance de charge normalisée et

$$\rho = \frac{g_c - y_1}{g_c + y_1}$$

y_1 est le coefficient de réflexion complexe.

$V_g(s)$ peut être développée en série de fonctions

$$V_g(s) = \frac{M}{s} \cdot \frac{g_c}{g_c + y_1} [1 + (1 - \rho) \exp(-s\theta) + \rho (1 - \rho) \exp(-2s\theta) \dots] \quad (32)$$

qui représente, dans le domaine du temps, une série de fonctions chacune retardée de θ par rapport à la précédente.

En général, pour le mode à relaxation $g_1 < g_c \ll 1$ donc $\rho \approx -1$ et $1 - \rho \approx 2$.

Ainsi pour $0 \leq t \leq \theta$:

$$v_g(t) = M g_c (1 - e^{-t/\tau_r})$$

pour $\theta \leq t \leq 2\theta$:

$$v_g(t) = M g_c (1 - e^{-t/\tau_r}) + 2 M g_c (1 - e^{-(t-\theta)/\tau_r})$$

et ainsi de suite. Le temps nécessaire pour atteindre la tension de seuil sera :

$$\frac{T_s}{\theta} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{M g_c} - 1 \right) \quad (33)$$

La forme d'onde réelle en-dessous du seuil sera quelque peu arrondie par rapport à la forme théorique à cause des intégrations successives par la diode.

./...

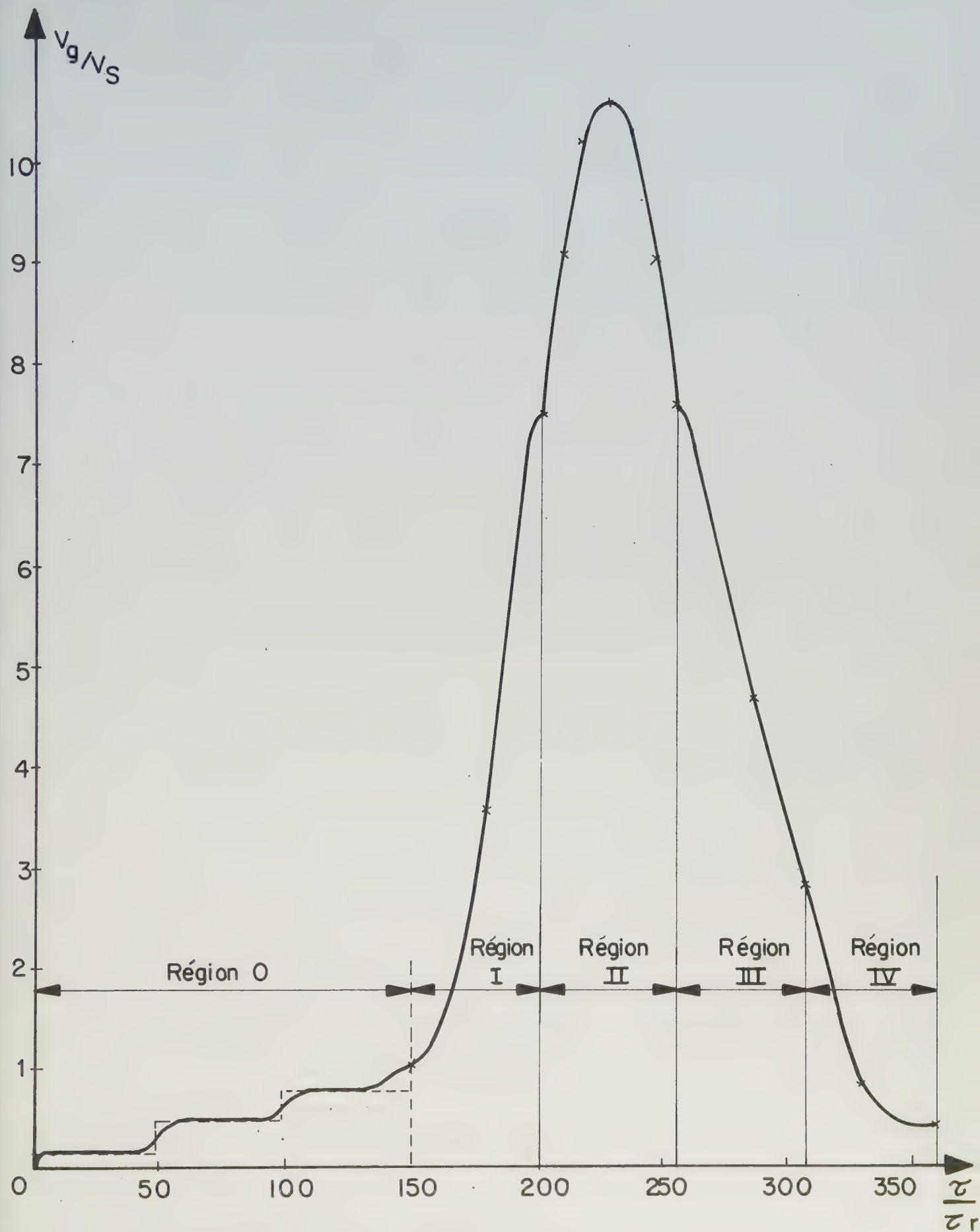


Figure : 40

Nous pouvons ainsi définir une pente moyenne pour cette région :

$$\left\langle \frac{dv_g}{dt} \right\rangle = \frac{2\Delta g_C}{\theta} \quad (34)$$

La pente obtenue en substituant la ligne par une self équivalente serait :

$$\frac{dv_g}{dt}(\text{self}) = \frac{2g_C M}{\theta} \left(1 - \frac{1}{M}\right)$$

légèrement inférieure à l'expression (34).

Région Ia : $1 \leq v_g \leq N$, $\tau_r \frac{dv_g}{dt} > 0$

Dans notre approximation $i_g = 1 - \frac{1-\beta}{N-1} (v_g - 1)$

L'équation du système devient ;

$$\begin{aligned} 1 - \frac{1-\beta}{N-1} (v_g - 1) + \tau_r \left\{ \frac{dv_g}{dt} - \frac{2Mg_C}{\theta} \right\} + gv_g \\ = Mg_C + 2f(t-\theta) = 1 + g \end{aligned} \quad (35)$$

où $g = g_1 + g_C$

La valeur de $f(t-\theta)$ dans (35) a été prise constante. En réalité cette hypothèse n'est pas strictement réalisée mais sa variation en-dessous du seuil est plus petite que la variation de $f(t)$ en-dessus du seuil; ceci est d'autant plus vrai que $g_C M \ll 1-\beta$

En effet la variation de courant est donnée par :

$$\Delta I = \Delta f(t) + \Delta f(t-\theta)$$

$$\Delta f(t-\theta) \approx g_C M$$

$$\Delta I = 1 - \beta$$

On voit donc que si $g_C M \ll 1 - \beta$ la variation du courant se retrouvera presque entièrement dans $f(t)$

L'équation (35) a pour solution

$$v_{gIa} = 1 - \frac{2Mg_C}{\theta} \cdot \frac{\tau_r}{\frac{1-\beta}{N-1}g} \left[\exp \left(\frac{1-\beta}{N-1}g \right) \frac{\tau_r}{\tau} - 1 \right] \quad (36)$$

La condition nécessaire pour obtenir une solution non cotée sera :

$$\frac{1-\beta}{N-1} > g \quad (37)$$

Ceci signifie que la valeur absolue de la pente négative de la caractéristique I-V doit être supérieure à la somme des admittances de la ligne et de la charge.

Le temps nécessaire à traverser la région à RDN se déduit de (36) en faisant $v_g = N$:

$$\frac{\tau_v}{\tau_r} = \frac{1}{\frac{1-\beta}{N-1} - g} \quad \text{Lg} \left[(N-1) \left(\frac{1-\beta}{N-1} - g \right) \frac{1}{2Mg_c} \cdot \frac{\theta}{\tau_r} + 1 \right] \quad (38)$$

Cette expression relie les paramètres du circuit et de la diode et décrit complètement l'oscillation de relaxation.

Par exemple τ_v/τ_r devra être inférieur au temps de formation d'un domaine ce qui impose un $\theta_{\max}$ et une fréquence minimum.

Région Ib : $v_g \geq N$, $\tau_r \frac{dv_g}{dt} > 0$

L'équation du système devient :

$$\theta + \tau_r \frac{dv_g}{dt} + gv_g = Mg_c + 2 f(t-\theta) \quad (39)$$

$$(\quad = 1 + g)$$

avec une solution

$$v_g|_{I_b} = \left(\frac{1-\beta}{g} + 1 \right) \left(1 - \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \right) + N \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \quad (40)$$

Les conditions de continuité de la fonction et de sa dérivée sont satisfaites automatiquement.

A l'instant $t = \theta - \tau_v$ la première réflexion après le seuil arrive sur la diode. Une nouvelle condition d'oscillation peut être établie :

$$\tau_v < \theta \quad (41)$$

Cette condition est nécessaire pour permettre à la tension sur la diode de dépasser la tension de seuil. En comparant les expressions (41) et (38) nous pouvons déduire une valeur minimale pour θ (fig.41)

Cette limite, qui a été observée expérimentalement est due exclusivement au circuit et peut correspondre à une fréquence donnant un rapport n_0/f élevé, c'est-à-dire assez éloigné de la limite supérieure établie par Copeland.

La fig. 42 montre la transition de l'oscillation cohérente à l'oscillation incohérente correspondant à $\theta_{\min}$. le circuit n'est plus capable de soutenir l'oscillation de relaxation.

Pour la suite du calcul nous devons calculer $f(t)$ dans la région 1 :

$$f(t) = g_c (M - v_g) + f(t-\theta) \quad (42)$$

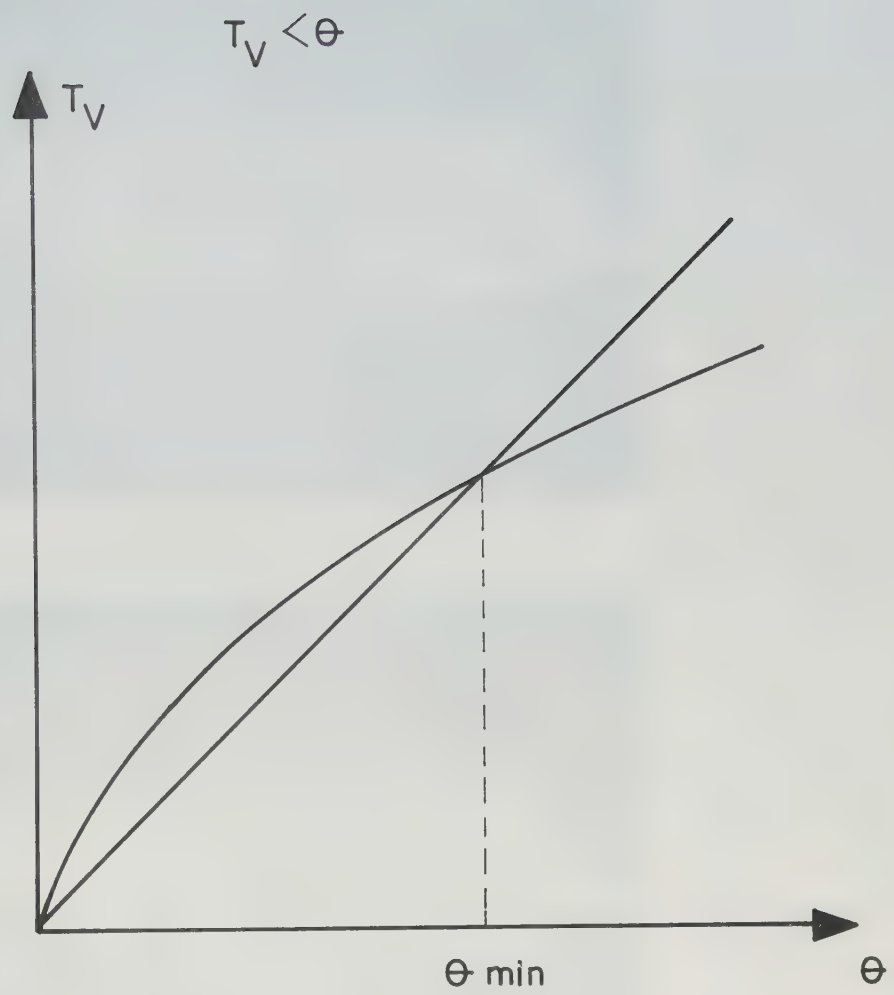
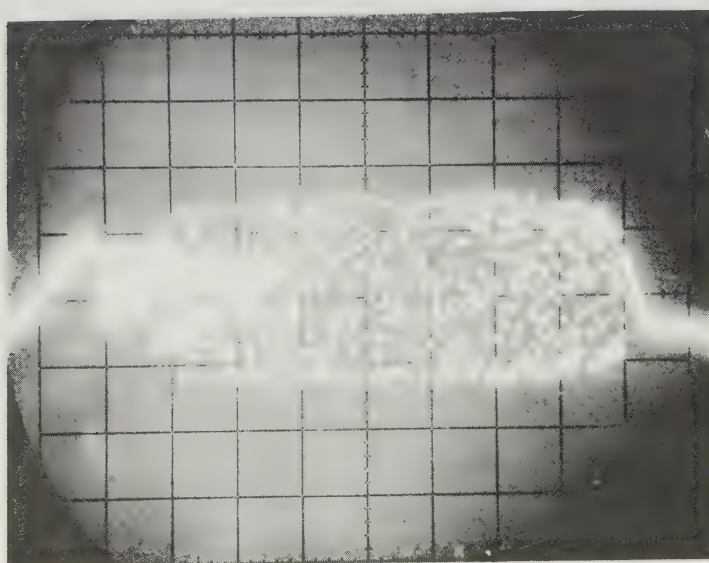
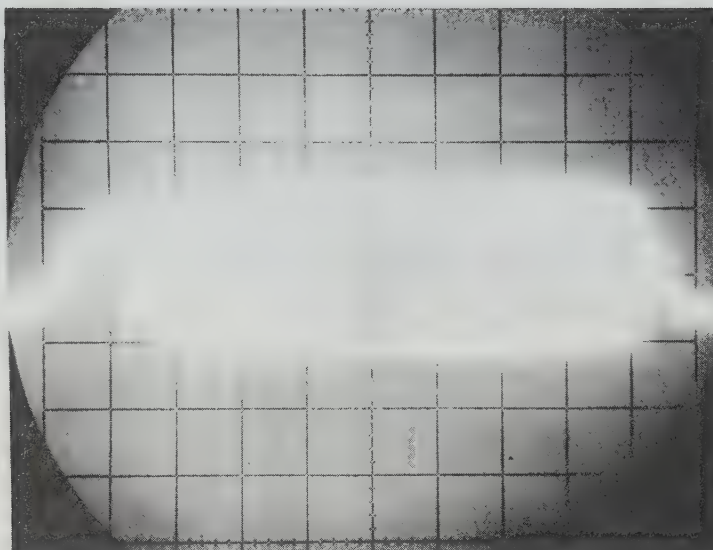


Figure : 41



Courant total

5ns/div

Figure : 42

$$f_{Ia} = -g_c v_{g Ia} + \frac{1}{2} (1 + g + g_c M) \quad (43)$$

$$f_{Ib} = -g_c v_{g Ib} + \frac{1}{2} (1 + g + g_c M) \quad (44)$$

Région IIa :

$$v_g > N, \theta < t < \theta + \tau_v$$

A l'instant $t = \theta$ l'équation du système devient :

$$\beta + \tau_r \frac{dv_{gIIa}}{dt} + g v_{IIa} = g_c M + 2f_{Ia} \quad (45)$$

ou encore :

$$\tau_r \frac{dv_{gIIa}}{dt} + g v_{gIIa} = a - 2K \left[\exp\left(\frac{1-\beta}{N-1} - g\right) \frac{\tau}{\tau_r} - 1 \right] \quad (46)$$

$$\text{où } a = 2 g_c (M-1) + g + 1 - \beta$$

$$\text{et } K = 2 g_c^2 M \frac{\tau_r}{\theta} \frac{1}{\frac{1-\beta}{N-1} - g}$$

La solution de (46) sera :

$$v_{gIIa} = \frac{a}{g} - 2K \frac{N-1}{1-\beta} \exp\left(\frac{1-\beta}{N-1} - g\right) \frac{\tau}{\tau_r} + \left(v_{Ib} (\tau = \theta - \tau_v) - \frac{a}{g} + 2K \frac{N-1}{1-\beta} \right) \exp\left(-\frac{g\tau}{\tau_r}\right) \quad (47)$$

En comparant les pentes de v_{gIIa} et de v_{gIb} aux points $\tau = 0$ et $\tau = \theta - \tau_v$ respectivement nous pouvons observer que :

$$\tau_r \left(\frac{dv_{gIIa}}{dt} \right)_{t=0} = \tau_r \left(\frac{dv_{gIb}}{dt} \right)_{\theta - \tau_v} + 2g_c (M-1)$$

Lorsque la réflexion arrive sur la diode, la pente de la tension augmente. L'expression (47) est formée par deux fonctions une croissante et l'autre décroissante ; elle devra présenter un extrêmu (maximum).

L'abscisse du maximum est donnée par (en dérivant (47) et en annulant la dérivée) :

$$\frac{\tau_{max}}{\tau_r} = \frac{N-1}{1-\beta} \operatorname{Lg} \left(\frac{a - g v_{Ib} (\tau = \theta - \tau_v)}{4 g_c M} \cdot \frac{\theta}{\tau_r} \cdot \frac{1}{g_c} \frac{1-\beta}{N-1} \right) \quad (48)$$

Cette expression peut être simplifiée en utilisant la valeur approchée de

$$v_{Ib} (\tau = \theta - \tau_v) \sim 1 + \frac{1-\beta}{g}$$

et devient :

$$\frac{\tau_{\max}}{\tau_r} \approx \frac{N-1}{1-\beta} \operatorname{Lg} \left(\frac{M-1}{2M} \cdot \frac{1-\beta}{N-1} \cdot \frac{1}{g_c} \cdot \frac{\theta}{\tau_r} \right) \quad (49)$$

En général $\tau_{\max} < \tau_v$

La valeur correspondante de la tension maximale est :

$$v_{g\max} = \frac{a}{g} - \frac{\frac{a}{g} - v_{Ib} (\tau = \theta - \tau_v)}{\frac{1-\beta}{N-1} - g} \frac{1-\beta}{N-1} \exp \left(-g \frac{\tau_{\max}}{\tau_r} \right) \quad (50)$$

ou encore :

$$v_{g\max} \approx \frac{a}{g} - \frac{2}{g} \frac{1-\beta}{N-1} \frac{g_c (M-1)}{\frac{1-\beta}{N-1} - g} \exp \left(-g \frac{\tau_{\max}}{\tau_r} \right) \quad (51)$$

A partir de cet instant la tension commencera à décroître mais la constante de temps dominante sera maintenant τ_r/g . La constante de temps de la descente sera plus grande que celle de la montée et la descente de la tension sera plus lente que la montée.

Région IIb : $\theta + \tau_v \leq t \leq 2\theta$

A l'instant $\tau = \tau_v$ l'expression qui donne $f(t-\theta)$ devient l'expression (44).

L'équation du système devient :

$$\beta + \tau_r \frac{dv_{gIIb}}{dt} + g v_{gIIb} = g_c M + 2f_{Ib} \quad (52)$$

et en substituant f_{Ib} par sa valeur tirée de (44) :

$$\tau_r \frac{dv_{gIIb}}{dt} + g v_{gIIb} = a - \frac{2g_c}{g} (1-\beta) + b \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \quad (53)$$

$$\text{où } b = 2g_c (1-\beta) \left(\frac{1}{g} - \frac{N-1}{1-\beta} \right)$$

La solution de (53) sera :

$$v_{gIIb} = \frac{1}{g} \left[a - \frac{2g_c}{g} (1-\beta) + b \frac{\tau}{\tau_r} \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \right] + \left[v_{gIIa}(\tau=\tau_v) - \frac{1}{g} \left(a - \frac{2g_c}{g} (1-\beta) \right) \right] \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \quad (54)$$

./...

Dans la région II $f(t)$ sera donnée par :

$$f_{IIa} = g_c \left(M - v_{g_{IIa}} \right) + f_{Ia} \quad (55)$$

$$f_{IIb} = g_c \left(M - v_{g_{IIb}} \right) + f_{Ib} \quad (56)$$

Région III a : $2\theta \leq t \leq 2\theta + \tau_v$

A l'instant $t = 2\theta$ l'équation du système devient :

$$\beta + \tau_r \frac{dv_{g_{IIIa}}}{dt} + g v_{g_{IIIa}} = g_c M + 2f_{IIa} \quad (57)$$

En substituant dans (57) f_{IIa} pour sa valeur tirée de (55), l'équation devient :

$$\begin{aligned} \tau_r \frac{dv_{g_{IIIa}}}{dt} + g v_{g_{IIIa}} = c + 2g_c \left(\frac{a}{g} - v_{Ib}(\theta - \tau_v) \right) \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \\ - 2K \left(1 - 2g_c \frac{N-1}{1-\beta} \right) \exp\left(\frac{1-\beta}{N-1} - g\right) \frac{\tau}{\tau_r} \end{aligned} \quad (58)$$

$$\text{où } c = 4g_c (M-1) \left(1 - \frac{g_c}{g} \right) + (1-\beta) \left(1 - \frac{2g_c}{g} \right) + 2K + g$$

La solution est :

$$\begin{aligned} v_{g_{IIIa}} = \frac{c}{g} + 2g_c \left(\frac{a}{g} - v_{Ib}(\theta - \tau_v) \right) \frac{\tau}{\tau_r} \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \\ + \left[v_{g_{IIb}}(\theta - \tau_v)^{-c/g + 2K} \left(1 - 2g_c \frac{N-1}{1-\beta} \right) \frac{N-1}{1-\beta} \right] \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \\ + 2K \frac{N-1}{1-\beta} \left(1 - 2g_c \frac{N-1}{1-\beta} \right) \exp\left(\frac{1-\beta}{N-1} - g\right) \frac{\tau}{\tau_r} \end{aligned} \quad (59)$$

Région IIIb : $2\theta + \tau_v \leq t \leq 3\theta$

A l'instant $\tau = \tau_v$ ($t = 2\theta + \tau_v$) l'équation du système devient :

$$\beta + \tau_r \frac{dv_{g_{IIIb}}}{dt} + g v_{g_{IIIb}} = g_c M + 2f_{IIb} \quad (60)$$

En substituant dans (60) f_{IIb} par sa valeur tirée de (56) on obtient :

$$\tau_r \frac{dv_{g_{IIIb}}}{dt} + g_{g_{IIIb}} = d - 2g_c b \frac{\tau}{\tau_r} \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) - 2g_c e \cdot \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \quad (61)$$

où :
$$d = 4g_c (M-1) \left(1 - \frac{g_c}{g}\right) + (1-\beta) \left[1 + \left(\frac{2g_c}{g}\right)^2 - \frac{4g_c}{g}\right] + g$$

$$e = v_{g_{IIa}}(\tau_v) \frac{1}{g} \left[a - \frac{2g_c}{g} (1-\beta) \right] + N - \left(1 + \frac{1-\beta}{g}\right)$$

L'équation (61) a pour solution :

$$\begin{aligned} v_{g_{IIIb}} = & \frac{d}{g} - 2g_c e \frac{\tau}{\tau_r} \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) - g_c b \left(\frac{\tau}{\tau_r}\right)^2 \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \\ & + \left(v_{g_{IIa}}(\tau_v) - \frac{d}{g}\right) \exp\left(-g \frac{\tau}{\tau_r}\right) \end{aligned} \quad (62)$$

Dans la région III, $f(t)$ sera donnée par :

$$f_{IIIa} = g_c (M - v_{g_{IIIa}}) + f_{IIa} \quad (63)$$

$$f_{IIIb} = g_c (M - v_{g_{IIIb}}) + f_{IIb} \quad (64)$$

Pendant le temps de descente de la tension nous avons supposé le courant constant ce qui est justifié par la présence de la charge d'espace dont la vitesse ne peut pas dépasser celle de saturation.

La charge d'espace commencera à disparaître, par accélération des électrons, lorsque le champ électrique revient à la valeur N/L_d où L_d est la longueur de la diode et N est indiqué sur la fig. 39. Due à la propagation de la charge d'espace cette valeur n'est pas atteinte pour la même valeur de v_g en montant et en descendant.

Nous avons supposé que le champ électrique maximum arrive à la valeur N/L_d à l'instant où la troisième réflexion arrive sur la diode.

A partir de cet instant les électrons qui forment la charge d'espace s'accélèrent ce qui fait augmenter le courant et diminuer davantage la tension et ainsi de suite jusqu'à ce que la charge d'espace disparaisse et que le barreau se retrouve de nouveau en résistance positive.

Pour compléter cette étude nous avons supposé que le courant s'accroît à partir de cet instant avec une loi :

$$i_g = \beta \left(\exp \alpha \frac{t}{\tau_r} - \alpha \frac{t}{\tau_r} \right) \quad (65)$$

ce qui produit une décroissance presque linéaire de v_g

Région IV : $3\theta \leq t \leq 4\theta$

L'équation du système sera encore :

$$i_g + \tau_r \frac{dv}{dt} g_{IVa} + g v_{g_{IVa}} = g_c M + 2 f_{IIIa} \quad (66)$$

En substituant f_{IIIa} par sa valeur on obtient :

$$\begin{aligned} \tau_r \frac{dv}{dt} g_{IVa} + g v_{g_{IVa}} = & p - 2K \exp \left(\frac{1-\beta}{N-1} - g \right) \frac{\tau}{\tau_r} - 2g_c q \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \\ & - 4g_c^2 \left(\frac{a}{g} - v_{Ib} (\theta - \tau_v) \right) \frac{\tau}{\tau_r} \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) - \beta \left(\exp \frac{\alpha \tau}{\tau_r} - \alpha \frac{\tau}{\tau_r} \right) \end{aligned} \quad (67)$$

où : $p = 6 g_c M + 1 + g - 2g_c \left(1 + \frac{a}{g} + \frac{c}{g} \right)$

et : $q = v_{g_{Ib}} (\theta - \tau_v) \frac{a}{g} + v_{g_{IIb}} (\theta - \tau_v) - c/g$

La solution de (67) est :

$$\begin{aligned} v_{g_{IVa}} = & \frac{p}{g} - 2K \frac{N-1}{1-\beta} \exp \frac{\tau}{\tau_r} \left(\frac{1-\beta}{N-1} - g \right) - 2g_c q \frac{\tau}{\tau_r} \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) \\ & - 2g_c^2 \left(\frac{a}{g} - v_{Ib} (\theta - \tau_v) \right) \left(\frac{\tau}{\tau_r} \right)^2 \exp \left(-g \frac{\tau}{\tau_r} \right) - \frac{\beta}{\alpha + g} \exp \frac{\alpha \tau}{\tau_r} \\ & + \frac{\beta \alpha}{g} \left(\frac{\tau}{\tau_r} - \frac{1}{g} \right) + \left(v_{g_{III}} (\theta - \tau_v) - \frac{p}{g} + \frac{a}{\alpha + g} + \frac{\beta \alpha}{g^2} \right) \exp -g \frac{\tau}{\tau_r} \end{aligned} \quad (68)$$

qui décroît avec le temps.

Au bout d'un temps τ_d on doit être revenu sur la caractéristique à résistance positive. τ_d doit être inférieur à θ pour permettre à la charge d'espace de disparaître complètement avant que la tension ne commence à augmenter de nouveau.

Une justification sommaire du fait que le courant commence à augmenter à partir de la troisième réflexion peut être donnée :

Supposons que nous ayons une couche d'accumulation qui se propage. La tension sur l'échantillon sera approximativement donnée par :

$$v_g \approx E_1 (L_D - d) \quad (69)$$

où E_1 est le champ maximum, $d = v_s t$ est la distance parcourue par la couche d'accumulation à la vitesse v_s .

Au bout d'un temps 3θ , la couche aura parcouru la distance $3\theta v_s$

$$v_g \approx E_1 L_D \left(1 - \frac{3\theta}{T_n} \right) \quad (70)$$

où $T_n = \frac{L_D}{v_s}$ est la période naturelle de la diode.

Pour un cas typique $\frac{3\theta}{T_n} \approx \frac{1}{6}$ (ce qui correspond à $T = \frac{T_n}{4}$)

le calcul donne pour l'exemple numérique : (voir chapitre V-4.3)

$$v_{g \text{ IIIb}} (\theta - \tau_v) = 2,58 = 0,74 N$$

$$\text{Alors :} \quad \frac{0,74 N}{5/6 L_D} = E_1 = 0,89 \frac{N}{L_D}$$

D'après ce calcul le champ électrique arriverait à la valeur $\frac{N}{L_D}$ un peu avant 3θ . On ne commet donc pas une erreur d'importance en prenant 3θ comme l'instant à partir duquel le courant commence à augmenter.

La forme de $f_{IV}(t)$ montre que dans la région IV, $f(t)$ sera très petit et que le cycle recommencera approximativement comme dans la région 0.

V-4.3. Exemple numérique

Nous avons réalisé un exemple numérique à partir des données suivantes :

$$g_c = \frac{1}{30}$$

$$N = 3,5$$

$$\beta = 0,5$$

$$\frac{\theta}{\tau_r} = 52,5$$

$$g_1 = \frac{1}{33}$$

$$M = 4$$

La forme correspondante de la tension est celle de la fig.43 où un exemple de calcul à l'ordinateur a été superposé pour comparaison.

La solution générée à l'ordinateur le fut à partir de la caractéristique du 4ème degré et d'une charge R-C.

Malgré cela l'accord entre les deux solutions est excellent, ce qui autorise à utiliser les expressions analytiques déduites pour calculer ce type d'oscillateur.

Pour cet exemple les paramètres importants ont les valeurs suivantes, (calculées à partir des formules déduites au cours de ce chapitre) :

$$\frac{\tau_v}{\tau_\eta} = 31$$

$$\frac{\theta - \tau_v}{\tau_r} = 21,5$$

$$v_{g_{Ib}}(\theta - \tau_v) = 7,49$$

$$\frac{\tau_{max}}{\tau_r} = 25,6$$

$$v_{g_{max}} = 10,70$$

$$v_{g_{IIa}}(\tau_v) = 10,6$$

$$v_{g_{IIb}}(\theta - \tau_v) = 7,48$$

$$v_{g_{IIIa}}(\tau_v) = 6$$

$$v_{g_{IIIb}}(\theta - \tau_v) = 2,58$$

$$v_{g_{IVa}}(\tau_v) = 0,978 \quad \text{pour } \alpha = \frac{g}{3}$$

$$\frac{\tau_s}{\tau_r} = 3,25 \quad \frac{\theta}{\tau_r}$$

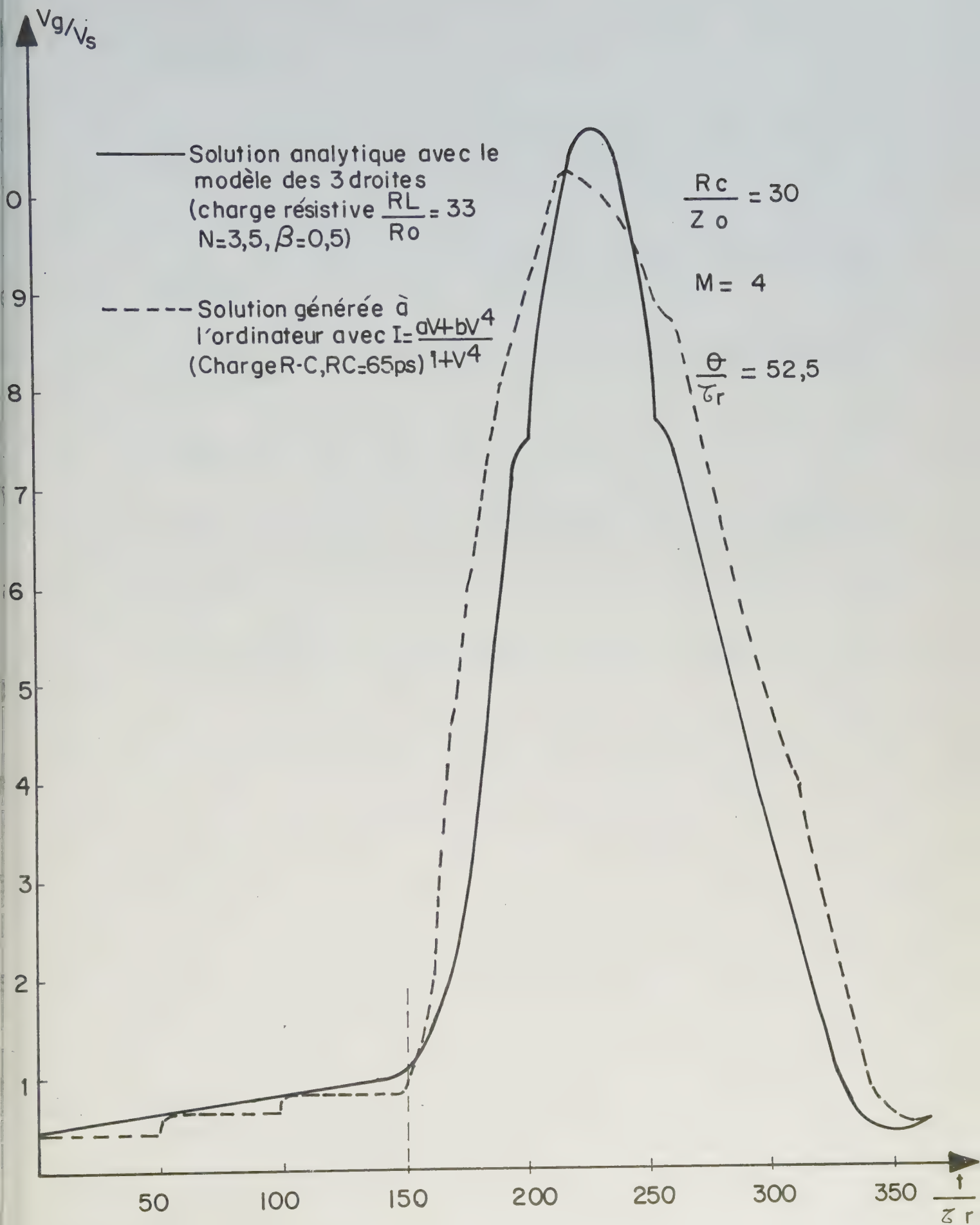


Figure : 43

VI - CONCLUSION

Le modèle analytique, vérifié par le calcul à l'ordinateur et par l'expérience, permet d'évaluer rapidement (à la règle à calcul) la valeur des paramètres qui interviennent dans l'oscillation de relaxation tant du point de vue du matériau que du point de vue du circuit.

Ainsi, un contrôle effectif de la croissance et décroissance de la charge d'espace a été démontré.

D'autres propriétés importantes du mode à relaxation ont été vérifiées par l'expérience : l'accordabilité électronique, l'accordabilité mécanique et l'établissement rapide de l'oscillation.

L'observation directe des formes d'onde nous a permis d'évaluer les temps de formation et de disparition de la charge d'espace en bon accord avec le calcul théorique. Aussi, elle nous a permis d'expliquer le mécanisme de l'interaction diode-circuit.

Les rendements observés jusqu'à 15% sont attribuables à la forme d'onde de la tension sur la diode qui approche celle de la demi-sinusoïdale redressée en bon accord avec la théorie.

Il sera intéressant d'appliquer les équations de "design" au calcul d'oscillateurs à très haute fréquence (> 30 GHz) en mode à relaxation. Ceci devrait permettre de vérifier les calculs de Rees [31] par la méthode Monte-Carlo qui prédisent une diminution du rendement avec la fréquence due à un déphasage accru entre la vitesse des électrons et le champ électrique.

On pourrait enfin envisager d'utiliser le montage expérimental pour caractériser les diodes du point de vue de l'homogénéité du matériau et de l'ohmicité des contacts.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.B. GUNN Effect of Domain and Circuit Properties on Oscillations
in Ga As.
IBM Journal of Res. and Dev.
Vol. 10, n° 4 p. 310 July 1966
- [2] J.A. COPELAND L.S.A. Oscillator diode theory
J. Appl. Phys.
Vol. 38, n°8 p.3096
- [3] G.S. KINO High Efficiency Operation of a Gunn Oscillator in the
and I. KURU Domain Mode.
I.E.E.E. Tr. on ED
Vol. ED.16, n° 9 p. 735 Sept. 1969
- [4] J.A. COPELAND L.S.A. Oscillator Weveform for High Efficiency
Proc I.E.E.E. p.1666 Sept. 1969
- [5] B.K. RIDLEY Specific Negative Resistance in Soldis
Proc. Phys. Soc.
Vol. 82 p. 954 1963
- [6] C. HILSUM Transferred Electron Amplifiers and Oscillators
Proc I.R.E.
Vol. 50, n° 2 p. 185 Febru. 1962
- [7] H. KROEMER Theory of the Gunn Effect
Proc I.E.E.E.
Vol. 52 p.1736 Decem. 1964
- [8] D.E Mc CUMBER Theory of Negative Conductance Amplification and of Gunn
A.G CHYNOWETH Instabilities in Two Valley Semiconductors
I.E.E.E. Tr. on ED
Vol. ED 13, n° 1, p. 4 Janua. 1966
- [9] H. KROEMER Nonlinear Space - Charge Domain Dynamics in a Semiconductor
with Negative Differentiel Mobility
I.E.E.E. Tr. on ED
Vol. ED 13, n°1 p. 27 Janua. 1966

- [10] J.B. GUNN Properties of a Free, Steadily Travelling Electrical Domain in Ga As
I.B.M. Journal of Res. and Dev.
Vol. 10, n° 4 p. 300
- [11] Ph. GUETIN Contribution to the Experimental Study of the Gunn Effect in Long Ga As Samples
I.E.E.E. Tr. on ED
ED 14, n° 9 p. 552 Sept. 1967
- [12] K. KUROKAWA The Dynamics of High Field Propagating Domains in Bulk Semiconductors
B.S.T.J Vol. XLVI, n° 10 p.2235 Decemb. 1967
- [13] P.N. BUTCHER, W. FAWCET and C. HILSUM A simple analysis of Stable Domain Propagation in the Gunn Effect
Brit. J Appl. Phys.
Vol. 17 p. 841 1966
- [14] H.W. THIM Computer Study of Bulk Ga As Devices with Random one Dimensional Fluctuations
Journal Appl. Phys.
Vol. 39, n° 8 p. 3897 July 1968
- [15] M. OHTOMO Nucleation of High Field Domains in n Ga As
Jap. Journal of Appl. Phys.
Vol. 7, n° 11 p. 1368 Novem. 1968
- [16] J.A. COPELAND Doping Uniformity and Geometry of L.S.A. Oscillator Diodes
I.E.E.E. Tr. on ED
ED 14, n° 9 p. 497 Sept. 1967
- [17] J.A. COPELAND Theoretical Study of a Gunn Diode in a resonant Circuit
I.E.E.E. Tr. on ED
ED 14, n° 2 p. 55 Febru. 1967
- [18] J.A. COPELAND, R.R. SPIWAK L.S.A. Operation of Bulk n Ga As Diodes
Digest of Technical Papers
Solid State Circuits Conf. p. 26 1967
- [19] W.K. KENNEDY, L.F. EASTMAN R.J. GILBERT L.S.A. Operation of Large Volume Bulk Ga As Sample
I.E.E.E. Tr. on ED
ED 14, n° 9 p. 500 Sept. 1967
- [20] R.H. CHILTON, W.K. KENNEDY Multiple Frequency Operation Associated with the L.S.A. Mode
Pr. I.E.E.E. p. 1124 June 1968

- | | | | | |
|------|--|--|---------|--------------|
| [21] | J.S. HEEKS
H.K. AU
A.D. WOODE | An Experimental Study of High Peak Power Gunn Effect Oscillators
Proc. of the Moga
Verlag | p. 423 | 1968 |
| [22] | W. CAMP | Computer Simulation of Multifrequency L.S.A. Oscillations
in Ga As
Proc. I.E.E.E. | p. 220 | Febru. 1969 |
| [23] | P. JEPPESEN
B. JEPSSON | Computer Simulation of L.S.A. Oscillators with high doping
to frequency ratios
Proc. I.E.E.E. | p. 795 | May 1969 |
| [24] | B. JEPSSON
P. JEPPESEN | A Hight Power L.S.A. Relaxation Oscillator
Proc. I.E.E.E. | p. 1218 | June 1969 |
| [25] | W.O. CAMP | Time domain Computer Solutions of Gunn devices in Microwave
Circuits
Device Research Conference - Univ. of Rochester | | 1969 |
| [26] | J.A. HIGGINS
V.J. GRADE
G.L. PEARSON | Signature of the L.S.A. Mode
I.E.E.E. Tr. on ED | p. 179 | October 1967 |
| [27] | I. IKOMA
H. TORITSUKA
H. YANAI | Observations of current waveforms of the transfered electrons
oscillators
Proc. of the Moga
Conference Verlag | p. | 1968 |
| [28] | R. SPITALNIK | Les modes hybrides et à relaxation dans l'As Ga
L'Onde électrique
Vol. 50, n° 3 | p. 173 | March 1970 |
| [29] | M.P. SHAW
P.R. SOLOMON
H.L. GRUBIN | The Influence of Boundary Conditions on Current Instabilities
in Ga As
I.B.M. J. Res Develop.
Vol. 13 | p. 587 | Sept. 1969 |
| [30] | J. LEGRAS | Précis d'Analyse numérique
Dunod | | 1963 |
| [31] | J. LEGRAS | Techniques de Résolution des équations aux dérivées partielles
Dunod | | 1956 |
| [32] | H.D. REES | Time Response of the High - Field Electron Distribution
Function in Ga As
I.B.M. J. Res. Develop. | p. 537 | Sept. 1969 |

Académie de Paris

UNIVERSITE de PARIS VI
II, Quai Saint Bernard - Paris 5

SERVICE DE LA SCOLARITE
Bureau des Enseignements du 3e Cycle

tél. 336.25.25 et 325.12.21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : . . . I N G E N I E U R
THESE DE : /

NOM : . . . SPITALNIK

Prénoms : . . Roberto

né le 24 Octobre 1939 à . . MONTEVIDEO . (URUGUAY) Dép^t : - . .

1ère THESE : " ETUDE DES OSCILLATIONS A CROISSANCE DE CHARGE
D'ESPACE LIMITEE DANS L'ARSENIURE DE GALLIUM, ."

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :



Vu et Approuvé

PARIS, le 22 AVRIL 1971

Le Président

de l'Université de PARIS VI

A handwritten signature in dark ink, consisting of several overlapping loops and strokes.

